



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

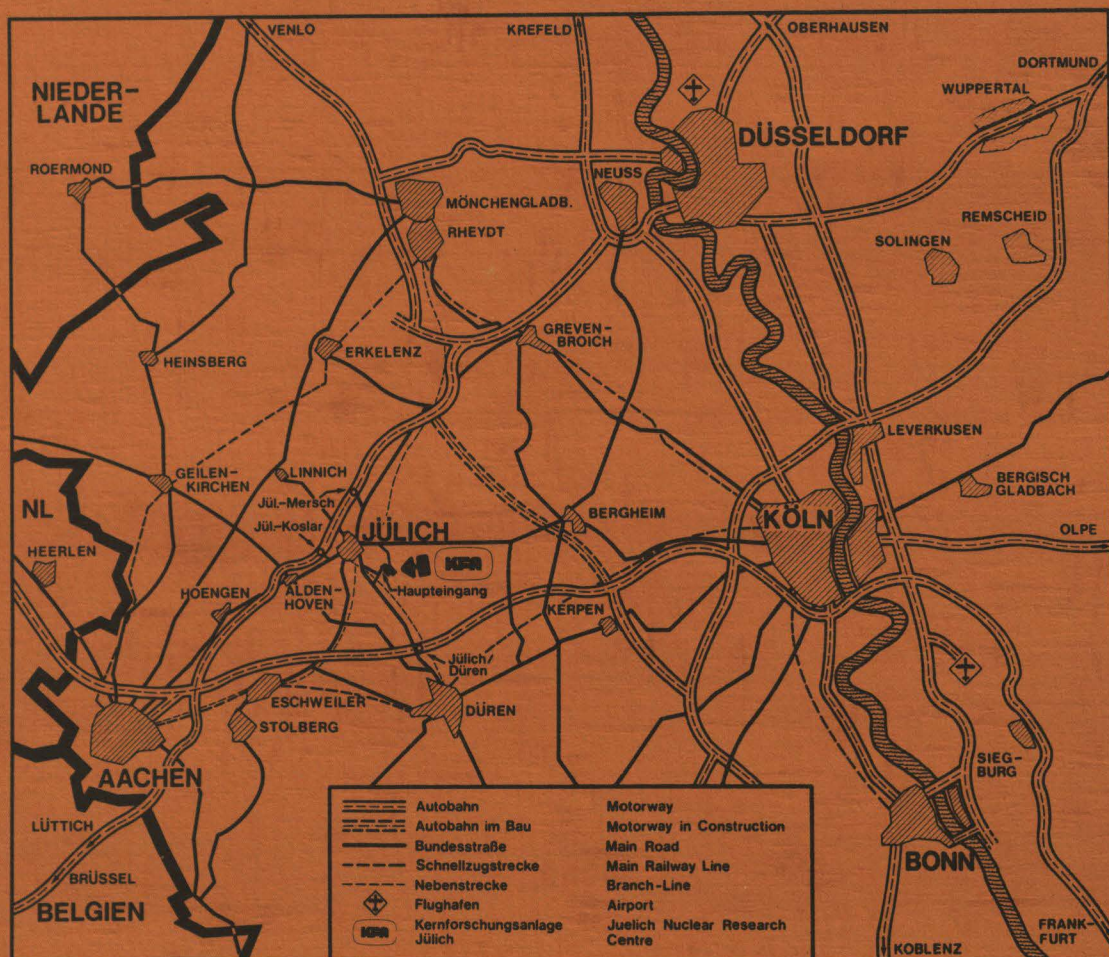
Institut für Kernphysik

**Einflüsse meteorologischer Parameter
auf die Stillstandtemperatur
von thermischen Flachkollektoren**

von

K. Maßmeyer

Jül - Spez - 90
September 1980
ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 90

Institut für Kernphysik Jül - Spez - 90

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich 1 (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: (02461) 61-0 · Telex: 833556 kfa d

Einflüsse meteorologischer Parameter auf die Stillstandtemperatur von thermischen Flachkollektoren

von

K. Maßmeyer

Inhaltsverzeichnis	Seite
Nomenklatur	III
Zusammenfassung	1
Abstract	2
1. Einleitung	3
2. Der Kollektor	6
2.1 Schematischer Aufbau eines Flachkollektors	6
2.2 Energiebilanz und Wirkungsgrad eines Einscheiben-Flachkollektors	7
2.3 Die Stillstandtemperatur	17
2.3.1 Methode zur Extrapolation der maximalen Stillstandtemperatur	19
2.3.2 Windkorrektur	23
2.3.3 Einfluß des Diffusanteils an der Solarstrahlung auf die Stillstandtemperatur	26
3. Beschreibung der physikalischen Prozesse in der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht	27
3.1 Die Energiebilanzgleichung der Erdoberfläche	27
3.2 Thermodynamische Energiehaushaltsgleichung einer Luftschicht	29
3.3 Gleichung für die turbulente kinetische Energie	31
3.4 Bodenwärmestrom	32
3.4.1 Tautochronenmethode	32
3.4.2 Wärmeleitungsmethode	33
3.4.3 Bodenkonstanten	34
3.5 Strom fühlbarer Wärme L und latenter Wärme V	35
3.5.1 Sverdrup-Methode	35
3.5.2 Andere Methoden	38

	Seite
3.5.2.1 Die neutrale Prandtl Schicht	38
3.5.2.2 Die geschichtete Prandtl Schicht	39
4. Meßplatz und Datenerfassung	43
4.1 Standort	43
4.2 Meßgeräte	44
4.3 Registrierung der Daten	51
5. Ergebnisse und Diskussion der Abschätzung der maximalen Stillstandtemperatur	53
6. Ergebnisse und Diskussion des Strahlungs- und Wärmehaushalts	64
6.1 Wetterlage	64
6.2 Strahlungshaushalt	65
6.3 Der Einfluß der Orientierung des Kollektors auf seinen Energiehaushalt	70
6.4 Wärmehaushalt	71
7. Zusammenstellung der meteorologischen Einflüsse auf die Stillstandtemperatur	77
7.1 Solare Einstrahlung	77
7.2 Umgebungstemperatur	77
7.3 Windgeschwindigkeit	78
7.4 Diffuse Strahlung	78
7.5 Atmosphärische Gegenstrahlung	79
7.6 Berücksichtigung der meteorologischen Einflüsse bei der Bestimmung der Stillstandtemperatur	79
8. Literaturverzeichnis	82

Nomenklatur

Die Nomenklatur richtet sich für den Bereich "Kollektor" (K) weitgehend nach Beckman et al. (1978) und für den Bereich "Meteorologie" (M) Teilgebiet "Strahlung" nach Raschke (1978).

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Transparente Kollektorfläche (K)	m^2
a	Temperaturleitfähigkeit des Erdbodens (M)	$m^2 s^{-1}$
A_S	Austauschkoeffizient (M)	$kg m^{-1} s^{-1}$
B	Bodenwärmestrom (M)	$W m^{-2}$
B_1	Bodenwärmestrom mit Tautochronenmethode	$W m^{-2}$
B_2	Bodenwärmestrom mit Wärmeleitungsmethode	$W m^{-2}$
c_B	Spezifische Wärme des Erdbodens (M)	$kJ kg^{-1} K^{-1}$
c_F	Spezifische Wärme des Fluids (K)	$kJ kg^{-1} K^{-1}$
c_P	Spezifische Wärme der trockenen Luft (M)	$kJ kg^{-1} K^{-1}$
D	Divergenzterm (M)	$m^2 s^{-3}$
D	Kollektorabdeckung (K)	-
di	Dicke der Rückseitenisolation des Kollektors (K)	m
E^x	Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche (M)	$W m^{-2}$
$E_{b\downarrow}$	Direkte solare Strahlung (K)	$W m^{-2}$
$E_{d\downarrow}$	Diffuse Strahlung (K)	$W m^{-2}$
$E_{G\downarrow}$	Globalstrahlung 50° gegen die Horizontale nach Süden orientiert (K)	$W m^{-2}$
$E_{G\downarrow}$	Globalstrahlung horizontal (M)	$W m^{-2}$
$E_{G\downarrow\lambda,i}(\mu,\varphi)$	Die aus der Richtung (μ,φ) in die Kollektorebene einfallende (i) Solarstrahlung der Wellenlänge λ	$W m^{-2}$

IV

Symbol	Bedeutung	Einheit
$E_L \downarrow$	Atmosphärische Gegenstrahlung (M,K)	Wm^{-2}
$E_L \uparrow$	Reflektierte Gegenstrahlung und langwellige Ausstrahlung des Erdbodens (M)	Wm^{-2}
$E_L \downarrow(o)$	Strahlungsflußdichte am Wolkenoberrand(M)	Wm^{-2}
${}^m E_L \downarrow$	Gemessene Gegenstrahlung (M)	Wm^{-2}
$Sw_{E_L} \downarrow$	Gegenstrahlung berechnet nach Swinbank(M)	Wm^{-2}
E_q	Partialdruck des Wasserdampfes bei T_q (M)	mb
$E_r \uparrow$	Reflektierte Globalstrahlung (M)	Wm^{-2}
F	Wärmeträgermedium (Fluid) (K)	-
f	Mischungsweg (M)	m
F'	Korrekturfaktor (K)	-
G	Bowen- Verhältnis (M)	-
g	Gravitationsbeschleunigung (M)	ms^{-2}
h	Spezifische Enthalpie (M)	$kJkg^{-1}$
h_1	Wärmedurchgangskoeffizient Absorber - Deckscheibe (K)	$Wm^{-2}K^{-1}$
h_2	" Deckscheibe - Umgebung (K)	$Wm^{-2}K^{-1}$
h_3	" Absorber - Fluid (K)	$Wm^{-2}K^{-1}$
h_4	" Fluid - Isolierung (K)	$Wm^{-2}K^{-1}$
h_5	" Isolierung - Umgebung (K)	$Wm^{-2}K^{-1}$
h_{Front}	" für die Kollektorfront (K)	$Wm^{-2}K^{-1}$
$h_{Rück}$	" für die Kollektorrückseite (K)	$Wm^{-2}K^{-1}$
I	Isolierung (K)	-
$K_{M,L,V}$	Turbulente Diffusionskoeffizienten (M)	m^2s^{-1}
L	Sensibler Wärmestrom (M)	Wm^{-2}
L_*	Monin-Obuchov'sche-Stabilitätslänge (M)	m
$M_{i,k}$	Molekularer Spannungstensor (M)	$kg s^{-2} m^{-1}$

Symbol	Bedeutung	Einheit
\dot{m}	Massendurchfluß des Fluids (K)	kg s^{-1}
$(mc)_i$	Wärmekapazität der i-ten Kollektorkomponente (K)	kJ K^{-1}
N	Anzahl der Abdeckscheiben des Kollektors	-
P	Absorber (K)	-
p_0	Bezugsdruck (M)	mb
q	Spezifische Feuchte (M)	kg kg^{-1}
\dot{Q}	Kollektornutzleistung (K)	W m^{-2}
q_1	Energiestrom Absorber - Deckscheibe (K)	W m^{-2}
q_2	" Deckscheibe - Umgebung (K)	W m^{-2}
q_3	" Absorber - Fluid (K)	W m^{-2}
q_4	" Fluid - Isolierung (K)	W m^{-2}
q_5	" Isolierung - Umgebung (K)	W m^{-2}
Q_{Spi}	Wärmespeicherung in der i-ten Kollektorkomponente (K)	W m^{-2}
Q_V	Wärmeverlustleistung des Kollektors (K)	W m^{-2}
R	Albedo	%
r	Verdampfungswärme von Wasser am Erdboden (M)	kJ kg^{-1}
r_{ps}	Verdampfungswärme von Wasser oder Eis am Psychrometer (M)	kJ kg^{-1}
R_L	Gaskonstante der Luft (M)	$\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
T_A	Auslaßtemperatur des Fluids (K)	K
T_a	Umgebungstemperatur (M,K)	K
T_B	Bodentemperatur (M)	K
T_D	Temperatur der Kollektorabdeckung (K)	K
T_E	Einlaßtemperatur des Fluids (K)	K

VI

Symbol	Bedeutung	Einheit
T_F	Temperatur des Fluids (K)	K
$\overline{T_F}$	Mittlere Fluidtemperatur (K)	K
T_I	Temperatur der Isolierung (K)	K
T_P	Temperatur des Absorbers (K)	K
$T_{P,o}$	Absorbertemperatur ohne Wind (K)	K
$T_{P,w}$	Absorbertemperatur mit Wind (K)	K
T_q	Feuchtttemperatur (M)	K
T_w	Wolkentemperatur (M)	K
T_{xz}	Turbulenter Impulsstrom (M)	$\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$
U	Gesamtwärmedurchgangskoeffizient (K)	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
u_i	Windgeschwindigkeit in i-Richtung (M)	ms^{-1}
U_o	Gesamtwärmedurchgangskoeffizient ohne Wind, ohne Rückseitenverluste (K)	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
U_w	Gesamtwärmedurchgangskoeffizient mit Wind, ohne Rückseitenverluste (K)	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit	ms^{-1}
V	Latenter Wärmestrom des Wasserdampfes (M)	W m^{-2}
v	Windgeschwindigkeit (M,K)	ms^{-1}
W	Wärmeinhalt des Erdbodens (M)	kJ
w	Vertikalgeschwindigkeit (M)	ms^{-1}
Z	Zenitdistanz (M)	Grad
z	Geometrische Wolkendicke (M)	m
z_o	Rauhigkeitslänge (M)	m
z^x	Tiefe, bis zu der die Tautochronenmethode anwendbar ist (M)	m

VII

Symbol	Bedeutung	Einheit
α	Absorptionsvermögen der Absorberfläche (K)-	
$\alpha(\mu, \varphi)$	Richtungsabhängiges Absorptionsvermögen(K)-	
$\alpha_{\lambda}(\mu, \varphi)$	Richtungsabhängiges, monochromatisches Absorptionsvermögen (K)	-
ϵ	Dissipationsterm (M)	$m^2 s^{-3}$
η	Wirkungsgrad des Kollektors (K)	-
η_0	Konversionsfaktor (K)	-
Θ	Potentielle Lufttemperatur (M)	K
θ	Einfallswinkel der Solarstrahlung (K)	Grad
κ	v. Karman-Konstante (M)	-
λ	Wellenlänge der Solarstrahlung (M,K)	m
$\lambda_{\text{Rück}}$	Wärmeleitfähigkeit der Rückseiten- isolierung (K)	$Wm^{-1}K^{-1}$
λ_B	Wärmeleitfähigkeit des Erdbodens (M)	$Wm^{-1}K^{-1}$
μ	Cosinus des Polwinkels (K)	-
ρ	Luftdicke (M)	kgm^{-3}
ρ_B	Bodendichte (M)	kgm^{-3}
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante (M)	$Wm^{-2}K^{-4}$
τ	Transmissionsvermögen der Kollektor- abdeckung (K)	-
$\tau_{x,y,z}$	Schubspannung (M)	$kgm^{-1}s^{-2}$
$\tau(\mu, \varphi)$	Richtungsabhängiges Transmissionsvermögen	-
$\tau_{\lambda}(\mu, \varphi)$	Monochromatisches, richtungsabhängiges Transmissionsvermögen (K)	-
$(\tau\alpha)$	Transmissions-Absorptionsfaktor (K)	-
$(\tau\alpha)_e$	Effektiver Transmissions-Absorptions- faktor (K)	-

VIII

Symbol	Bedeutung	Einheit
$(\tau\alpha)_e^b$	Effektiver Transmissions-Absorptions- faktor für direkte Strahlung (K)	-
$(\tau\alpha)_e^d$	Effektiver Transmissions-Absorptions- faktor für diffuse Strahlung (K)	-
φ	Azimutwinkel (K)	Grad
$\Phi(\frac{z}{L_\#})$	Dimensionslose Funktion der Stabilität	-

Zusammenfassung

1. Für die Betriebssicherheit von Kollektorsystemen ist es notwendig, die maximal im Kollektor auftretende Temperatur zu bestimmen. Nach Vereinbarung (DIN Norm 4757) tritt sie bei einer solaren Einstrahlung von 1000 W/m^2 , einer Umgebungstemperatur von 32°C und Windstille in einem Kollektor mit stagnierendem Fluid im thermischen Gleichgewicht auf. Es wurde eine Methode entwickelt, diese maximal auftretende Stillstandtemperatur unter beliebigen meteorologischen Bedingungen zu bestimmen.

Die maximale Stillstandtemperatur des untersuchten Einscheiben-Flachkollektors beträgt $155^\circ\text{C} \pm 5^\circ\text{C}$.

2. Es wurde die Abhängigkeit der Stillstandtemperatur von den meteorologischen Parametern, wie solare Einstrahlung, Umgebungstemperatur, Windgeschwindigkeit, Diffusanteil an der Globalstrahlung und atmosphärische Gegenstrahlung, untersucht.

Neben der solaren Einstrahlung haben Windgeschwindigkeit und Umgebungstemperatur den größten Einfluß auf die Stillstandtemperatur.

3. Die meteorologischen Messungen am Kollektortestfeld ermöglichen auch die Berechnung der Tagesgänge der Glieder der Energiehaushaltsgleichung für den Erdboden. Diese Rechnungen wurden nach der Sverdrup-Methode für drei Tage mit unterschiedlichen Bewölkungsverhältnissen durchgeführt.

Abstract

1. For the safe operation of collector systems an assessment of maximum temperature in a collector is required. Per convention (DIN standard 4757) this temperature occurs at solar insolation of 1000 W/m^2 at a screen temperature of 32°C and at wind speed 0 m/s , when the collector under no flow condition has reached thermal equilibrium. A method was developed to evaluate this maximum stagnation temperature at any meteorological condition.

The maximum stagnation temperature of the investigated single pane flat plate collector is equal to $155^\circ\text{C} \pm 5^\circ\text{C}$.

2. The dependence of the stagnation temperature of a flat plate collector upon meteorological parameters as solar insolation, screen temperature, wind speed, diffuse part of global radiation, and atmospheric thermal radiation was investigated.

Besides the solar insolation the variation of the stagnation temperature is mainly affected by the wind speed and screen temperature.

3. The meteorological measurements at the collector test stand allowed the computation of daily cycles of the terms of the energy balance equation of the earth's surface. These evaluations were carried out for three days with different cloudiness using the Sverdrup-method.

1. Einleitung

Bereits im 18. Jahrhundert waren einige technische Voraussetzungen für die Wandlung von solarer Strahlungsenergie in Wärme bekannt. Nicolas de Saussure konstruierte den ersten Flachkollektor, eine Holzkiste mit schwarzem Boden und einer Glasplatte als Frontabdeckung (Hayes, 1977). Abel Pifre entwickelte in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts eine mit konzentrierenden Sonnenkollektoren betriebene Druckerpresse (Mangon, 1880). Angesichts der sich zur gleichen Zeit stark entfaltenden und zunächst sehr billigen Technologie zur Nutzung fossiler Brennstoffe geriet die Idee, die solare Strahlungsenergie zu nutzen, in Vergessenheit. Die fossilen (Kohle, Öl, Gas) und in unserem Jahrhundert auch die nuklearen Energieträger (Uran und Thorium) decken den Weltenergiebedarf nahezu ausschließlich.

Erst durch die zunehmende Verknappung dieser Energiereserven sah man sich vor die Aufgabe gestellt, die Energieversorgung durch neue Technologien langfristig zu sichern. Als alternative Energiequelle besann man sich erneut auf die solare Strahlungsenergie. Die thermodynamische (photovoltaische) Wirkung der Sonnenstrahlung dient Kollektoren (Photozellen) zur Erzeugung von Wärme (Strom).

Im allgemeinen ist der Einsatz vor allem der Photozelle noch nicht rentabel. Auch erscheint die Verwendung eines konzentrierenden Kollektorsystems bei den in unseren Breiten vorherrschenden sehr wechselhaften Bewölkungsverhältnissen wenig effektiv. Von den derzeit auf dem Markt angebotenen

Kollektorformen ist für unsere Breiten nur der Niedertemperatur-Flachkollektor wirtschaftlich sinnvoll einzusetzen, da er sowohl den direkten als auch den diffusen Anteil der Solarstrahlung nutzen kann. Unter Berücksichtigung aller ökonomischen und ökologischen Restriktionen der Verwendbarkeit dieses Niedertemperatur-Flachkollektors in der Bundesrepublik Deutschland können bis zum Jahre 2000 jedoch lediglich ca. 0,7% des gesamten Primärenergiebedarfs von ihnen gedeckt werden (Meliß und Stein, 1978).

Am Institut für Kernphysik werden Meßprozeduren getestet und entwickelt, die eine Beurteilung von thermischen Kollektoren nach leistungs- und sicherheitstechnischen Gesichtspunkten gestatten.

Methoden zur Bestimmung des Wirkungsgrades und der Wärmeverlustleistung eines Kollektors sind seit längerer Zeit bekannt (Hill und Kusuda, 1974 und 1977; BSE, 1978).

Für die Systemsicherheit ist die Größe der höchsten an den Absorberwandungen auftretenden Temperatur, der Leerlauf- oder Stillstandtemperatur, von Bedeutung. Sie bestimmt die beim Kollektorbau zu verwendenden Materialien ebenso wie den maximal auftretenden Druck im Systemkreislauf.

Der Wirkungsgrad, die Wärmeverluste und die Stillstandtemperatur des Kollektors sind sehr empfindlich gegenüber Einflüssen meteorologischer Größen wie solare Einstrahlung, Umgebungstemperatur, Windgeschwindigkeit und atmosphärische Gegenstrahlung. Die am Institut für Kernphysik aufgebaute Station zur Beschreibung der physikalischen Prozesse in der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht (Definition bei Kraus, 1972) erlaubt die Bestimmung dieser Einflußgrößen

sowie der Glieder der Energiehaushaltsgleichung der Erdoberfläche.

In der vorliegenden Arbeit soll eine Methode entwickelt werden, mit der die Stillstandtemperatur bei einer solaren Einstrahlung von 1000 W/m^2 , einer Umgebungstemperatur von 32°C und Windstille (festgesetzt im Entwurf zur DIN Norm 4757 für Sonnenheizungsanlagen) aus Messungen bei beliebigen meteorologischen Bedingungen extrapoliert werden kann.

2. Der Kollektor

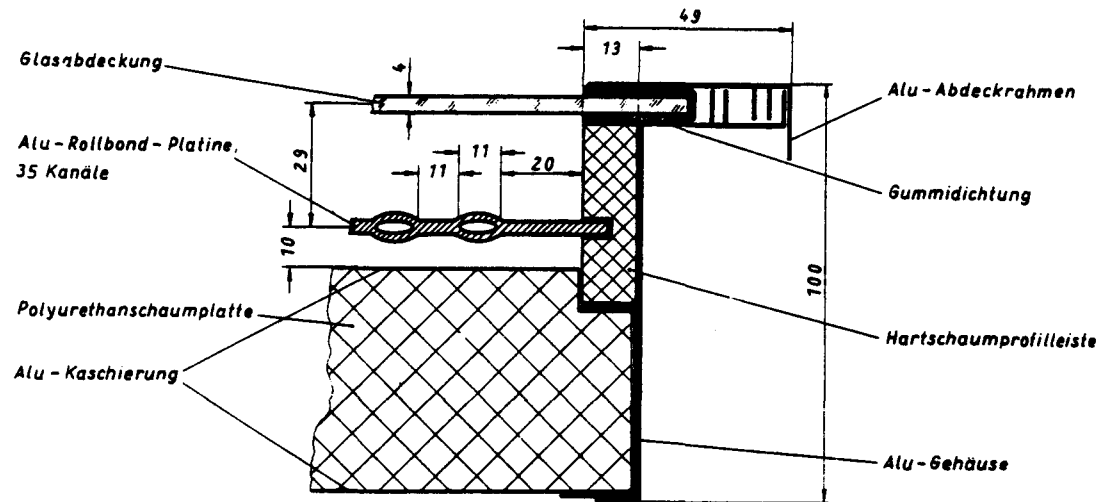
In Sonnenkollektoren wird solare Strahlungsenergie zur Temperaturerhöhung eines Wärmeträgermediums, dem Fluid, ausgenutzt. Der Wirkungsgrad der Energieumwandlung ist unter anderem von den Konstruktionsmerkmalen des Kollektors abhängig.

2.1 Schematischer Aufbau eines Flachkollektors

Eine Metallplatte, der Absorber, erwärmt sich unter Sonneneinstrahlung und gibt diese Wärme an ein Fluid ab, das durch ein am Absorber angebrachtes Leitungssystem strömt. Das Fluid ist im allgemeinen entweder ein Wassergemisch mit Korrosionsschutzmitteln, ein Thermoöl oder auch ein Gasgemisch. Zur Verminderung der Wärmeverluste durch Wind, Konvektion, Abstrahlung und Wärmeleitung sind Rückwand und Seitenteile des Kollektors mit wärmedämmendem Material (Kunststoffschäume, Mineralwolle) isoliert, der Absorber in einen Rahmen integriert sowie die Vorderseite mit einer transparenten Scheibe abgedeckt. Diese Frontabdeckung des Kollektors muß ein großes Transmissionsvermögen τ für die einfallende Solarstrahlung im Wellenlängenbereich von 0.3 bis $3 \mu\text{m}$ haben, da 96.7% der von der Sonne eingestrahlten Energie in diesem Spektralbereich liegen (Labs und Neckel, 1962, 1963, 1967 und 1968). Sie sollte aber auch für die vom Absorber emittierte Wärmestrahlung mit Wellenlängen größer als $3 \mu\text{m}$ undurchlässig sein. Die Umwandlung der auf den Absorber treffenden Solarstrahlung in Wärme wird durch das Absorptionsvermögen α der Absorber-

fläche bestimmt. Zur Erhöhung des Absorptionsvermögens wird der Absorber mit Lack geschwärzt.

Den Aufbau des untersuchten Flachkollektors zeigt Abb. 2-1.



BBC SMW Typ SOL 2003

äußere Abmessungen 1494 x 894
transparente Fläche 1,11 m²

Abb. 2-1 Schematischer Aufbau des untersuchten Einscheiben-Flachkollektors, Typ BBC SMW SOL 2003.

(Nach Pohl, 1978).

2.2 Energiebilanz und Wirkungsgrad eines Einscheiben-Flachkollektors

Die Energiebilanz des Kollektors setzt sich aus den einzelnen Energiebilanzen der Kollektorkomponenten - Abdeckung D, Absorber P, Wärmeträgermedium F und rückwärtige Isolierung I -, die sich auf den entsprechenden Temperaturen - T_D , T_P , T_F und T_I - befinden, zusammen.

Von der in die Kollektorebene einfallenden Strahlung E_G ↓

wird der Anteil $E_{G\downarrow}(\tau\alpha)_e$ vom Absorber in Wärme umgewandelt. Dabei ist $(\tau\alpha)_e$ der effektive Transmissionsabsorptionsfaktor, der vom Transmissions-Absorptionsprodukt $(\tau\alpha)$ abgeleitet wird. In ihm ist die Verminderung der Wärmeverluste des Absorbers durch Absorption solarer Strahlung in der Kollektorabdeckung berücksichtigt (Hottel und Whillier, 1958) $((\tau\alpha)_e > (\tau\alpha))$.

Der Energiegewinn der Absorberplatte teilt sich in Verlustenergieströme durch die Vorderseite, durch die Rückseite und durch die Ränder des Kollektors, sowie in einen nutzbaren Energiegewinn durch Wärmeabfuhr über das Fluid auf. Die Verlustenergieströme werden hauptsächlich durch meteorologische Parameter beeinflusst. Die Windgeschwindigkeit führt zu einer erhöhten Wärmeabfuhr von der Kollektorabdeckung, die Umgebungstemperatur ist entscheidend für die Wärmeleitung von der Absorberplatte an die Umgebung und der Diffusanteil der Solarstrahlung sowie die atmosphärische Gegenstrahlung bestimmen die Strahlungsbilanz am Absorber. In Abb. 2-2 sind die Gewinn- und Verlustenergieströme in Abhängigkeit von diesen Einflüssen dargestellt.

Mathematisch lassen sich die einzelnen Energieströme mit Hilfe eines thermischen Netzwerkes berechnen, das in Analogie zu einer elektrischen Schaltung aufgebaut ist. Den elektrischen Leitfähigkeiten entsprechen die Wärmedurchgangskoeffizienten h_j . In der vorliegenden Untersuchung soll nur die maximale im Kollektor auftretende Temperatur bestimmt werden. Diese wird bei stagnierendem Fluid erreicht.

Abb. 2-3 zeigt das thermische Netzwerk für den untersuchten Einscheiben- Flachkollektor.

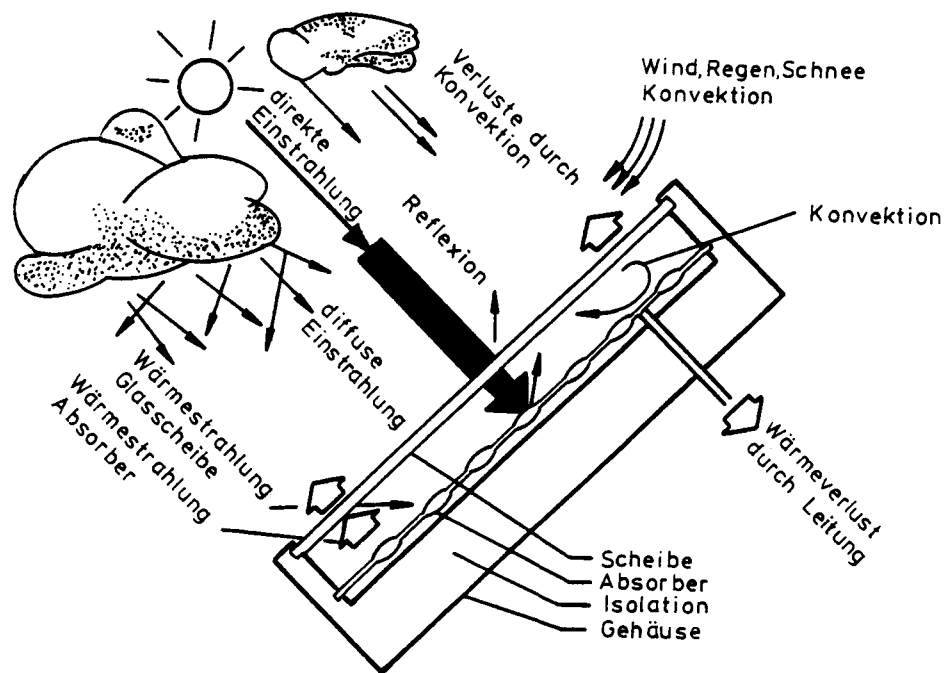


Abb. 2-2 Schematische Darstellung der auftretenden Gewinn- bzw. Verlustenergieströme für einen Einscheiben- Flachkollektor (Abel und Zwick, 1978).

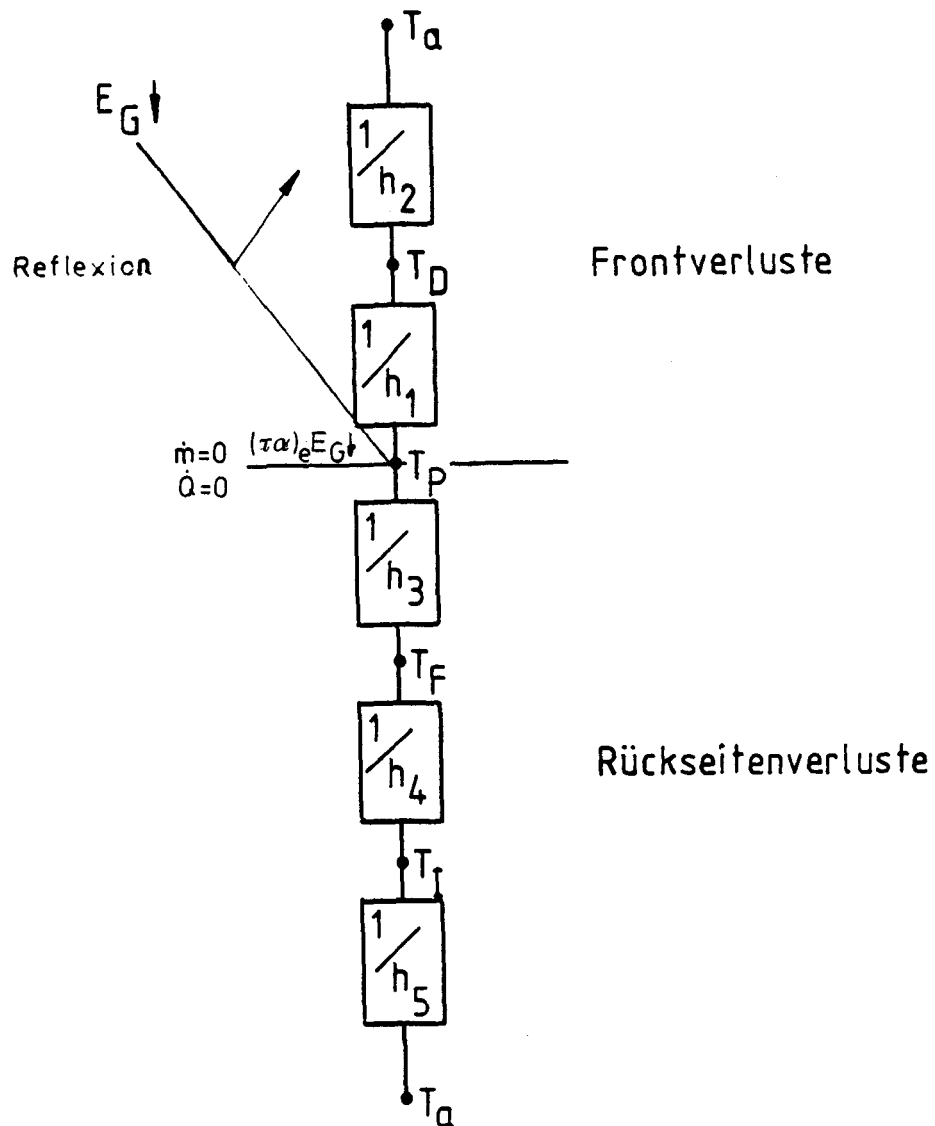


Abb. 2-3 Thermisches Netzwerk eines Einscheiben-Flachkollektors mit stagnierendem Wärmeträgermedium.

T_a =Umgebungstemperatur, T_D =Temperatur der Deckscheibe, T_P =Absorberplattentemperatur, T_F =Temperatur des Wärmeträgermediums, T_I =Temperatur der Rückseitenisolation, \dot{m} =Massendurchfluß des Fluid, \dot{Q} =Kollektornutzleistung, h_j =Wärmedurchgangskoeffizient.

Die Energiebilanzen der Kollektorteile lassen sich über 4 Knotengleichungen für die Knotenpunkte - Abdeckung D, Absorber P, Fluid F und rückwärtige Isolierung I - beschreiben. Die Berechnung der in diesen Gleichungen auftretenden Energieströme q_j , die per Konvention positiv gezählt werden, wenn sie zur Kollektorkomponente hinfließen, erfolgt in Analogie zu der der Wärmeleitung durch Maschengleichungen, genauso wie die der Wärmespeicherungsterme Q_{Sp} .

Tab. 2-1 Zusammenstellung der Knoten- und Maschengleichungen an den einzelnen Kollektorkomponenten.

Deckscheibe:	Knotengleichung:	$Q_{SpD}=q_1-q_2$	(2-1)
	Maschengleichung:	$Q_{SpD}=(m \cdot c)_D dT_D/dt$	(2-1a)
		$q_1 = h_1 (T_P - T_D)$	(2-1b)
		$q_2 = h_2 (T_D - T_a)$	(2-1c)
Absorber:	Knotengleichung:	$Q_{SpP}=(\tau \alpha)_e E_G - q_1 - q_3$	(2-2)
	Maschengleichung:	$Q_{SpP}=(m \cdot c)_P dT_P/dt$	(2-2a)
		$q_3 = h_3 (T_P - T_F)$	(2-2b)
Fluid:	Knotengleichung:	$Q_{SpF}=q_3 - q_4$	(2-3)
	Maschengleichung:	$Q_{SpF}=(m \cdot c)_F dT_F/dt$	(2-3a)
		$q_4 = h_4 (T_F - T_I)$	(2-3b)
Isolation:	Knotengleichung:	$Q_{SpI}=q_4 - q_5$	(2-4)
	Maschengleichung:	$Q_{SpI}=(m \cdot c)_I dT_I/dt$	(2-4a)
		$q_5 = h_5 (T_I - T_a)$	(2-4b)

Q_{Spi} = Wärmespeicherung in der i-ten Kollektorkomponente,

q_j = die den jeweiligen Wärmedurchgangskoeffizienten zugeordneten Wärmeströme,

$(m \cdot c)_i$ = Wärmekapazität der i-ten Kollektorkomponente,

$(\tau\alpha)_e$ =effektiver Transmissions-Absorptionsfaktor,
 dT_i/dt =zeitliche Temperaturänderung der i-ten
 Kollektorkomponente.

Die übrigen Bezeichnungen entsprechen denen der
 Abb. 2-3.

Setzt man die Maschengleichungen in die zugehörigen Knoten-
 gleichungen ein, so erhält man die instationären Energie-
 bilanzgleichungen für die Deckscheibe (2-5), den Absorber (2-6),
 das Wärmeträgermedium (2-7) und die rückseitige Isolierung (2-8)
 eines Kollektors mit der transparenten Fläche A.

$$(2-5) \quad (m \cdot c)_D dT_D/dt = A(h_1(T_P - T_D) + h_2(T_a - T_D))$$

$$(2-6) \quad (m \cdot c)_P dT_P/dt = A((\tau\alpha)_e E_G \downarrow + h_1(T_D - T_P) + h_3(T_F - T_P))$$

$$(2-7) \quad (m \cdot c)_F dT_F/dt = A(h_3(T_P - T_F) + h_4(T_I - T_F))$$

$$(2-8) \quad (m \cdot c)_I dT_I/dt = A(h_4(T_F - T_I) + h_5(T_a - T_I))$$

Zur Vereinfachung der Lösung des Systems der gekoppelten
 Differentialgleichungen nimmt man an, daß das Verhältnis
 der Wärmedurchgangskoeffizienten vom stationären Fall,
 in dem Gleichheit der zu- und abfließenden Energieströme
 besteht, übernommen werden kann (Duffie und Beckman , 1976).

Es gilt:

$$(2-9) \quad h_1(T_P - T_D) = h_2(T_D - T_a)$$

$$(2-10) \quad h_2(T_D - T_a) = h_{Front}(T_P - T_a)$$

$$(2-11) \quad h_{Front} = h_1 \cdot h_2 / (h_1 + h_2)$$

$$(2-12) \quad h_6(T_F - T_a) = h_{Rück}(T_P - T_a)$$

$$(2-13) \quad h_6 = h_4 \cdot h_5 / (h_4 + h_5)$$

$$(2-14) \quad h_5(T_I - T_a) = h_{\text{Rück}}(T_P - T_a)$$

$$(2-15) \quad h_{\text{Rück}} = h_3 \cdot h_4 \cdot h_5 / (h_3 \cdot h_4 + h_4 \cdot h_5 + h_3 \cdot h_5)$$

Differentiation der Gleichungen (2-10), (2-12) und (2-14) nach der Zeit ergibt unter der Annahme konstanter Umgebungstemperatur T_a die Gleichungen (2-16)-(2-18).

$$(2-16) \quad dT_D/dt = h_{\text{Front}}/h_2 dT_P/dt$$

$$(2-17) \quad dT_F/dt = h_{\text{Rück}}/h_6 dT_P/dt$$

$$(2-18) \quad dT_I/dt = h_{\text{Rück}}/h_5 dT_P/dt$$

Die Annahme konstanter Umgebungstemperatur ist, da die zeitlichen Temperaturänderungen von Deckscheibe, Absorberplatte, Fluid und Isolation mindestens eine Zehnerpotenz größer sind als die Änderung der Lufttemperatur, in erster Näherung erlaubt. Aus den Gleichungen (2-16) bis (2-18) entnimmt man, daß sich eine Änderung der Absorbertemperatur nur gedämpft als Änderung der Temperatur anderer Kollektorteile auswirkt.

Abschließend setzt man diese Gleichungen in die Gleichungen (2-6) bis (2-8) ein und addiert sie zu (2-5).

$$(2-19) \quad ((m \cdot c)_P + h_{\text{Front}}/h_2 (m \cdot c)_D + h_{\text{Rück}}/h_5 (m \cdot c)_I + h_{\text{Rück}}/h_6 (m \cdot c)_F) \frac{dT_P}{dt} = A((\tau \alpha)_e E_{G\downarrow} + h_2(T_a - T_D) + h_5(T_a - T_I))$$

Unter Verwendung der Gleichungen (2-10) bzw. (2-14) erhält man Gleichung (2-20).

$$(2-20) \quad ((m \cdot c)_P + h_{\text{Front}}/h_2 (m \cdot c)_D + h_{\text{Rück}}/h_5 (m \cdot c)_I + h_{\text{Rück}}/h_6 (m \cdot c)_F) \frac{dT_P}{dt} = A((\tau \alpha)_e E_{G\downarrow} - U(T_P - T_a))$$

(U =Gesamtwärmedurchgangskoeffizient)

Dabei wurde benutzt, daß sich der Gesamtwärmedurchgangskoeffizient aus der Summe der Wärmedurchgangskoeffizienten von Front und Rückseite zusammensetzt. Für einen Kollektor mit stagnierendem Fluid beschreibt Gleichung (2-20)

die zeitliche Änderung der Absorbertemperatur T_p - als Funktion der Wärmekapazitäten der wesentlichen Kollektorbauteile, des effektiven Transmissionsabsorptionsvermögens und des Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten U , in dem neben kollektorspezifischen Parametern wie z.B. Wärmeleitfähigkeit der Isolationsmaterialien auch die Abhängigkeit von den meteorologischen Bedingungen enthalten ist.

Für die Bestimmung der thermischen Leistungsfähigkeit eines Kollektors (also mit nicht stagnierendem Fluid) muß in Gleichung (2-20) noch ein Term für die Wärmeabfuhr über das Wärmeträgermedium berücksichtigt werden. Damit ergibt sich Gleichung (2-20a).

$$(2-20a) \quad ((m \cdot c)_P + h_{Front}/h_2(m \cdot c)_D + h_{Rück}/h_5(m \cdot c)_I + h_{Rück}/h_6(m \cdot c)_F) \frac{dT_P}{dt} = A((\tau\alpha)_e E_{G\downarrow} - U(T_P - T_a)) - m \cdot c_F(T_A - T_E)$$

(c_F =Wärmekapazität des Fluids; T_A =Austrittstemperatur, T_E =Eintrittstemperatur des Fluids)

Im quasistationären Gleichgewicht sind die Temperaturen aller Kollektorbauteile konstant, Wärmekapazitätseffekte treten in der Energiebilanzgleichung nicht mehr auf.

$$(2-20b) \quad m \cdot c_F(T_A - T_E) = A((\tau\alpha)_e E_{G\downarrow} - U(T_P - T_a))$$

Aus Gleichung (2-20b) kann der Wirkungsgrad eines Flachkollektors ermittelt werden. Er ist definiert als Verhältnis der pro m^2 Kollektorfläche entnommenen nutzbaren Leistung zur in Kollektorebene eingestrahlten Solarstrahlung $E_{G\downarrow}$.

Die Wirkungsgradbestimmung von Solarkollektoren nach den Richtlinien des National Bureau of Standards (NBS) und des Bundesverbandes Solarenergie (BSE früher ASE) beruhen auf der sogenannten HWB-Gleichung (Beckman, 1974), die zunächst aus Gleichung (2-20b) durch Division mit der Einstrahlung $E_G \downarrow$ hervorgeht.

$$(2-21) \quad \dot{m} \cdot c_F (T_A - T_E) / A \cdot E_G \downarrow = ((\tau \alpha)_e - U(T_P - T_a)) / E_G \downarrow$$

Da jedoch die Absorberflächentemperatur meßtechnisch schwer zu erfassen ist, bezieht man sich auf die mittlere Temperatur des Wärmeträgermediums $\overline{T_F}$, die als arithmetisches Mittel von der Eintrittstemperatur T_E und der Austrittstemperatur T_A des Wärmeträgermediums zu bestimmen ist. Man muß daher einen Korrekturfaktor F' einführen, der definiert ist als das Verhältnis des gemessenen Nettoenergiegewinns zu jenem Nettoenergiegewinn, der möglich wäre, wenn die Absorberplatte des Kollektors die Temperatur der Flüssigkeit hätte (Bliss, 1959).

Die HWB-Gleichung zur Wirkungsgradbestimmung lautet demnach vollständig:

$$(2-21a) \quad \eta = F'(\tau \alpha)_e - F'U(\overline{T_F} - T_a) / E_G \downarrow$$

η = Wirkungsgrad; $\overline{T_F}$ = mittlere Fluidtemperatur;

F' = Korrekturfaktor.

Sie bestimmt die in Abb. 2-4 dargestellte Wirkungsgradkennlinie eines Sonnenkollektors im stationären Zustand. Der Wirkungsgrad η kann also nicht besser sein, als der Konversionsfaktor $\eta_o = F'(\tau \alpha)_e$. Dem Energiegewinn $F'(\tau \alpha)_e E_G \downarrow$ des Kollektors stehen die durch den Term $F'U(\overline{T_F} - T_a)$ beschriebenen Wärmeverluste entgegen.

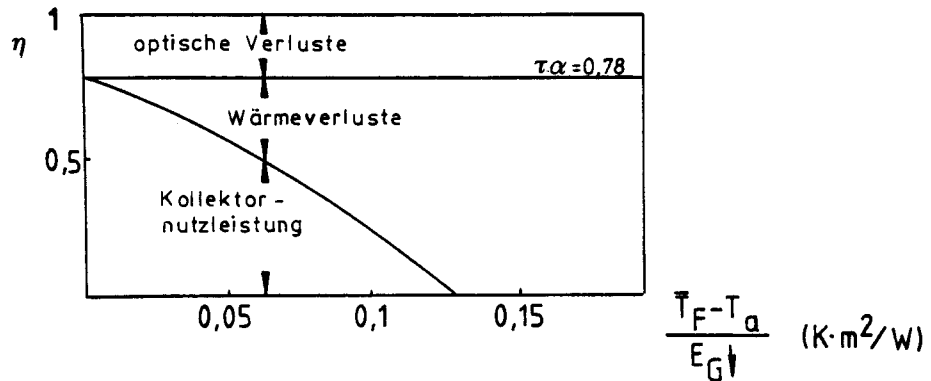


Abb. 2-4 Wirkungsgradkennlinie eines Flachkollektors mit Einfachverglasung.

(Einstrahlung in Kollektorebene 1000 W/m^2 ,

$\alpha = 0,98$, $T_a = 20^\circ \text{C}$)

(nach Bossel, 1977b).

Mit steigender Differenz der mittleren Fluidtemperatur zur Umgebungstemperatur fällt bei konstanter Einstrahlung der Wirkungsgrad immer mehr ab, während die Wärmeverluste stetig anwachsen. Falls keine nutzbare Wärme mehr abgeführt wird, sinkt der Kollektorstandsgrad auf 0. Dabei wird im Kollektor die sogenannte Stillstand- oder Leerlauftemperatur erreicht.

2.3 Die Stillstandtemperatur

Die Gebrauchstauglichkeit von Solarkollektoren wird nicht nur von ihrer thermischen Leistungsfähigkeit, sondern auch von der Frage der Belastbarkeit des Kollektors bei der maximal auftretenden Stillstandtemperatur bestimmt. Unvorhergesehene Maximaltemperaturen können das Wärmeträgermedium (falls es sich um eine Flüssigkeit handelt) zum Sieden bringen und eine unerwünschte Druckerhöhung bewirken. Bei extrem hohen Temperaturen können sich die Eigenschaften von Wärmedämmstoffen, Kitten und Absorberfarbe verändern. Sie verspröden, gasen aus und führen so unter Umständen zum "Erblinden" der Deckscheibe des Kollektors, die wegen thermischer Spannung auch platzen kann.

Bei den Standardmeßprozeduren nach NBS und BSE werden mit einer vorgeschriebenen Einlaßtemperatur des Fluids von maximal 90°C selten Absorbertemperaturen größer als 100°C erreicht. Die mögliche Stillstandtemperatur (Absorbertemperatur bei $\eta=0$) ist aber für fast alle Kollektortypen wesentlich höher. Eine Extrapolation der Stillstandtemperatur aus den Standardmeßprozeduren ist sehr ungenau, denn die Nichtlinearität der Wirkungsgradkurve steigt mit zunehmender Temperaturdifferenz $\overline{T_F} - T_a$ an (siehe Abb. 2-4). Es soll daher eine Methode entwickelt werden, die eine Bestimmung der maximal erreichbaren Leerlauftemperatur ermöglicht. Nach dem Entwurf zur DIN Norm 4757 wird diese maximale Stillstandtemperatur bei den folgenden meteorologischen Bedingungen erreicht:

- a) solare Einstrahlung in Kollektorebene 1000W/m^2 ,
- b) Umgebungstemperatur 32°C .

Zusätzlich wird die Stillstandtemperatur durch die Windgeschwindigkeit und den Diffusanteil der Solarstrahlung beeinflusst. Bei Windstille wird sie unter den oben genannten meteorologischen Bedingungen am höchsten.

Solare Einstrahlung von 1000W/m^2 und eine Umgebungstemperatur von 32°C treten in unseren Breiten nur an wenigen Sommertagen auf. Man kann jedoch aus einer Vielzahl von Messungen der Kollektortemperatur und gleichzeitiger Bestimmung der herrschenden meteorologischen Bedingungen die einzelnen Einflüsse auf die Stillstandtemperatur dann ermitteln, wenn jeweils alle anderen meteorologischen Parameter konstant sind. Ist die Variationsbreite der Leerlauftemperatur für alle sie beeinflussenden Größen bekannt, so kann der Wert für die Stillstandtemperatur von jedem Meßwert auf die extremen Bedingungen extrapoliert werden. Dazu gilt die bei der Heizkörperprüfung angewandte Darstellung

$$(2-22) \quad E_{G\downarrow} = C(T_P - T_a)^n$$

mit C =Konstante in Abhängigkeit meteorologischer Parameter, $n=4/3$

(Dittes und Goettling, 1978). Auf die Zweckmäßigkeit dieser Formel wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

Da mit insgesamt 24 Meßpunkten der Datenumfang für eine solche empirische Bestimmung der meteorologischen Einflüsse zu klein war, mußte man ein Modell entwickeln, das diese Einflüsse simuliert. Die Herleitung eines derartigen Modells soll im folgenden dargestellt werden. Dabei wird nur die

Änderung der Absorbertemperatur mit der Windgeschwindigkeit, der Umgebungstemperatur und dem Diffusanteil sowie dem Einfallswinkel der Solarstrahlung berücksichtigt.

2.3.1 Methode zur Extrapolation der maximalen Stillstandtemperatur

Die Stillstandtemperatur im Kollektor ist erreicht, wenn sich im bezug auf die zum Absorber hin- und die vom Absorber wegfließenden Energieströme ein Gleichgewicht bei stagnierendem Fluid eingestellt hat. Es besteht bei konstanter Plattentemperatur T_p eine Gleichheit der Energiegewinne $E_{G\downarrow}(\tau\alpha)_e$ und Energieverluste $U(T_p - T_a)$ des Absorbers nach Gleichung (2-20):

$$(2-23) \quad E_{G\downarrow}(\tau\alpha)_e = U(T_p - T_a)$$

Der Gesamtwärmedurchgangskoeffizient U zeigt die in Abb. 2-5 dargestellte Abhängigkeit von der Absorbertemperatur (Duffie und Beckman, 1976)

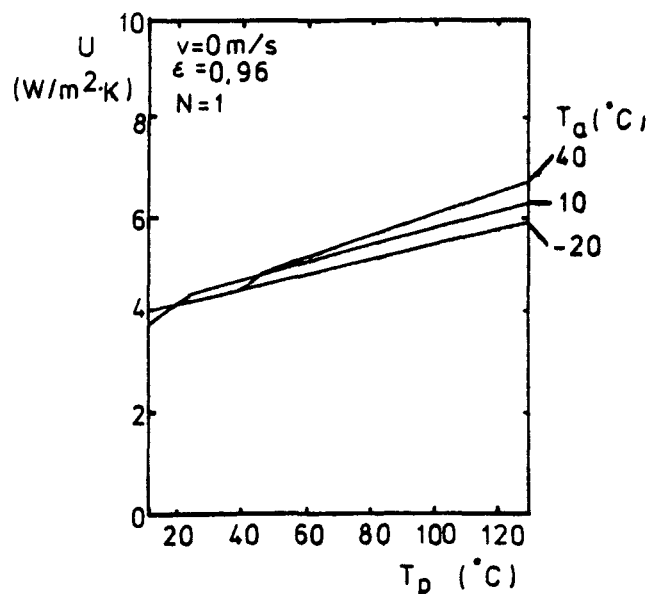


Abb. 2-5 Wärmedurchgangskoeffizient für die Vorderseite eines Einscheiben-Flachkollektors für die Umgebungstemperaturen -20°C , 10°C und 40°C (Duffie und Beckman, 1976).

Das Abknicken der Kurve für die Umgebungstemperatur $T_a = 40^\circ\text{C}$ wird durch die Umkehr des Temperaturgradienten Absorber - Deckscheibe und den dadurch hervorgerufenen Zusammenbruch der Konvektionsverluste verursacht. Nach Abb. 2-5 hängt der Gesamtwärmedurchgangskoeffizient U linear von der Temperaturdifferenz Absorber - Umgebung ab.

$$(2-24) \quad U = k_0 + k_1(T_p - T_a)$$

Die Division von Gleichung (2-24) durch das effektive Transmissions-Absorptionsprodukt führt mit der Gleichung (2-23) zu (2-25)

$$(2-25) \quad E_{G\downarrow}/(T_p - T_a) = a_0 + a_1(T_p - T_a)$$

wobei $a_0 = k_0/(\tau\alpha)_e$ und $a_1 = k_1/(\tau\alpha)_e$

Die Größen a_0 und a_1 sind Funktionen der meteorologischen Parameter, insbesondere der Windgeschwindigkeit. Man kann sie mit der in Kapitel 4 beschriebenen Versuchsanordnung experimentell für einen Kollektor im thermischen Gleichgewicht bestimmen. Das Transmissions-Absorptionsprodukt $(\tau\alpha)_e$ ist abhängig von der Art und Richtung der in die Kollektorebene einfallenden Strahlung. Für Glas, das meist verwendete Material für Deckscheiben von Flachkollektoren, ist das Transmissionsvermögen abhängig vom Eisengehalt Fe_2O_3 . Zunehmender Gehalt an Fe_2O_3 führt zu verstärkter Absorption der Solarstrahlung (Dietz, 1954).

Für das über alle Wellenlängen integrierte, richtungsabhängige Transmissionsvermögen gilt:

$$(2-26) \quad \tau(\mu, \varphi) = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} E_{G\downarrow\lambda,i}(\mu, \varphi) d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{G\downarrow\lambda,i}(\mu, \varphi) d\lambda}$$

Dabei ist μ =Cosinus des Polwinkels, φ =Azimutwinkel
 τ_{λ} =richtungsabhängiges, monochromatisches Transmissionsvermögen, $E_{G\downarrow\lambda,i}$ =die mit der Wellenlänge λ aus der Richtung μ, φ in Kollektorebene einfallende Solarstrahlung.

Der Bruchteil der gesamten Strahlung aus der Richtung μ, φ , welcher von einer Fläche absorbiert wird, heißt "richtungsabhängiges Absorptionsvermögen" und wird durch Gleichung (2-27) definiert:

$$(2-27) \quad \alpha(\mu, \varphi) = \frac{\int_0^{\infty} \alpha(\mu, \varphi) E_{G\downarrow\lambda,i}(\mu, \varphi) d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{G\downarrow\lambda,i}(\mu, \varphi) d\lambda}$$

Durchlässigkeit und Absorptionsvermögen sind Funktionen der Wellenlängen- und Richtungsverteilung der Solarstrahlung. Die Natur der Strahlung wird über Streu- und Absorptionsprozesse von der Zusammensetzung der Atmosphäre bestimmt. Mit zunehmender atmosphärischer Trübung ändert sich mit dem Verhältnis der direkten zur diffusen Sonnenstrahlung auch die Richtungsverteilung der Strahlung und über obige Formeln (2-26) und (2-27) der Transmissions-Absorptionsfaktor des Kollektors.

Die Abhängigkeit des effektiven Transmissions-Absorptionsfaktors vom Diffusanteil und Einfallswinkel θ der Solarstrahlung läßt sich für eine isotrop streuende Atmosphäre berechnen und ist in Abb. 2-6 dargestellt (Ramsey et al., 1975).

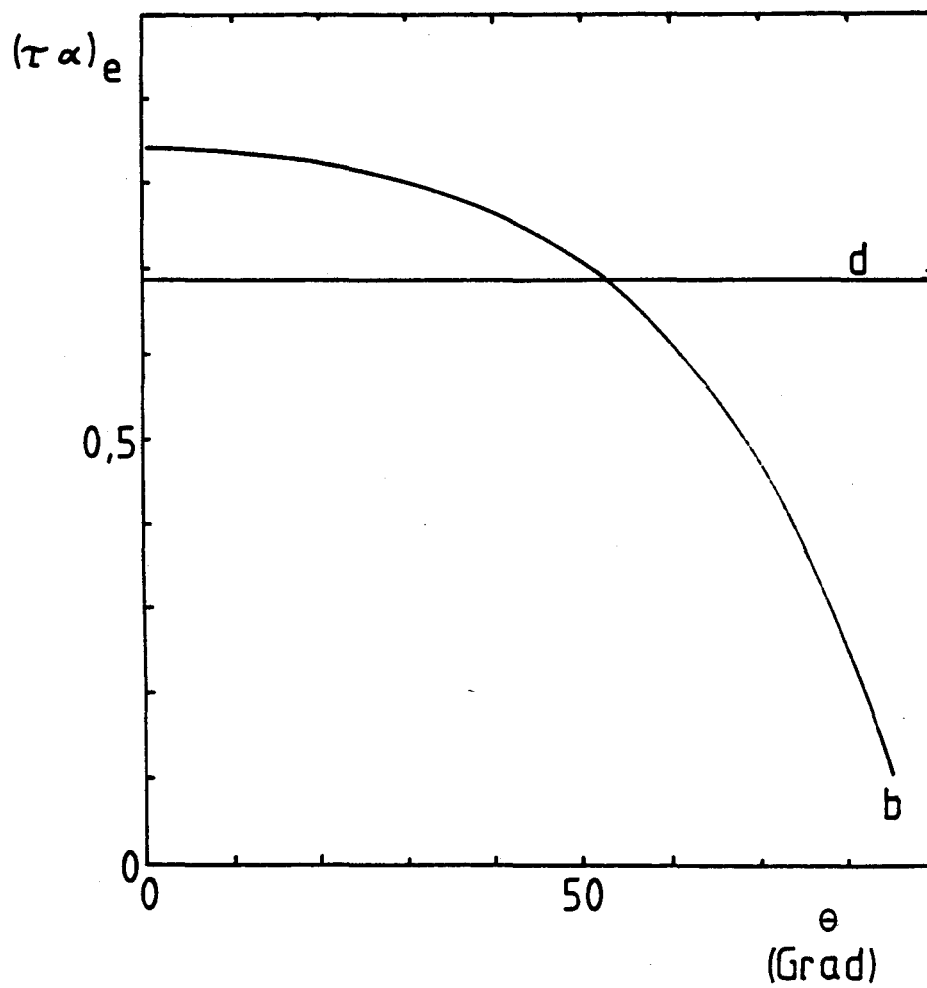


Abb. 2-6 Abhängigkeit des effektiven Transmissions-Absorptionsfaktors $(\tau\alpha)_e$ des BBC-Kollektors vom Einfallswinkel θ der Solarstrahlung für
b = direkte Strahlung
d = 100% diffuse Strahlung

Wenn der Diffusanteil der solaren Strahlung bekannt ist, so läßt sich mit diesem Modell das effektive Transmissions-Absorptionsprodukt nach Gleichung (2-28) bestimmen:

$$(2-28) \quad (\tau\alpha)_e = (\tau\alpha)_e^d E_{d\downarrow}/E_{G\downarrow} + (\tau\alpha)_e^b (1 - E_{d\downarrow}/E_{G\downarrow})$$

($E_{d\downarrow}$ =diffuse Strahlung)

Damit läßt sich auch der Gesamtwärmedurchgangskoeffizient U des Kollektors als Funktion der Temperaturdifferenz Absorberplatte - Umgebung ausdrücken. Die Wärmeverlustleistung des Kollektors ist nun ebenfalls berechenbar, und zwar mit Gleichung (2-29):

$$(2-29) \quad \dot{Q}_V = k_0(T_P - T_a) + k_1(T_P - T_a)^2 = U(T_P - T_a)$$

(\dot{Q}_V =Wärmeverlustleistung des Kollektors)

Der Windeinfluß auf die Wärmeverluste des Kollektors ist auf zwei Arten bestimmbar. Entweder untersucht man die Veränderung der Verlustleistung des Kollektors mit dem Wind bei konstanter Plattentemperatur, oder man hält die Verlustleistung konstant und berechnet die Variation der Plattentemperatur und des Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten U mit dem Wind. Da in dieser Arbeit die maximale Plattentemperatur bei Windstille aus den Messungen mit Wind extrapoliert werden soll, wird die zweite Methode zur Korrektur der Meßwerte auf Windstille angewendet.

2.3.2 Windkorrektur

Der Wärmedurchgangskoeffizient $h_{\text{Rück}}$ für die Rückseitenverluste ist wegen der guten Isolation der Kollektorrückseite nahezu unabhängig vom Wind. Er ist mit einem einfachen Wärmeleitungsansatz nach Gleichung (2-30) abschätzbar:

$$(2-30) \quad h_{\text{Rück}} = \lambda_{\text{Rück}} / d_i$$

($\lambda_{\text{Rück}}$ = Wärmeleitfähigkeit, d_i = Dicke der Isolierung)

Bevor also die Werte von Plattentemperatur und Wärmedurchgangskoeffizient auf Windgeschwindigkeit 0 m/s umgerechnet werden, müssen die Rückseitenverluste vom Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten subtrahiert werden. Mit einem Modell für einen Einscheiben-Flachkollektor kann daraufhin der Einfluß der Windgeschwindigkeit auf die Verlustleistung des Kollektors untersucht werden (Duffie und Beckman, 1976). Die Ergebnisse einer solchen Rechnung zeigt die Abb. 2-7.

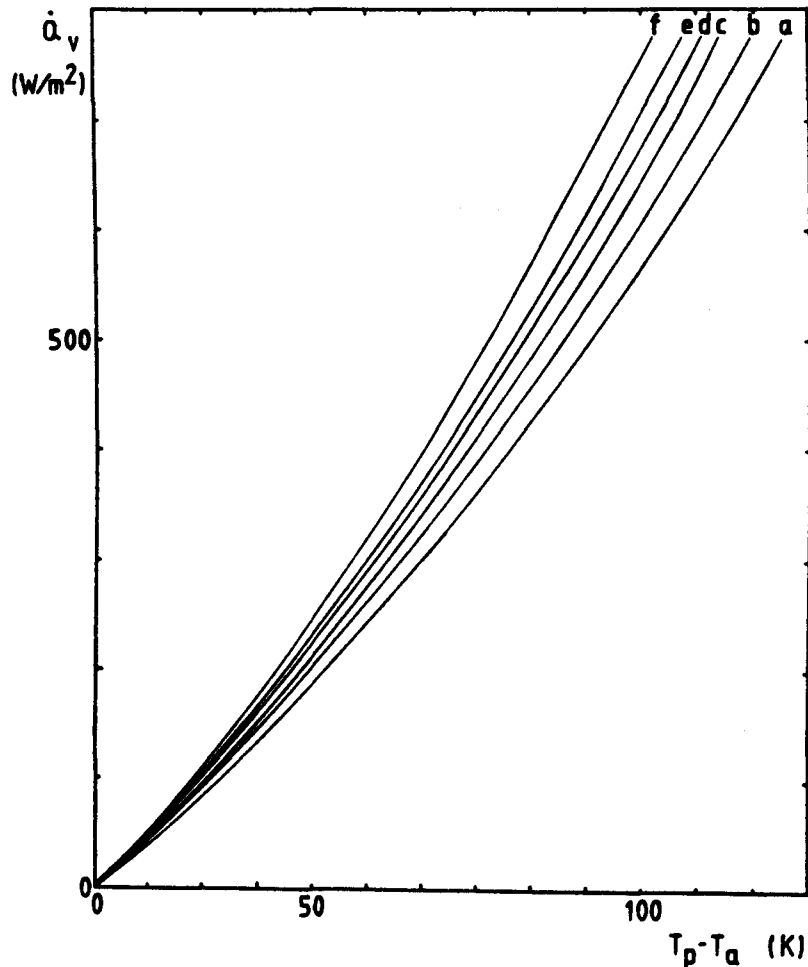


Abb. 2-7 Abhängigkeit der Wärmeverlustleistung \dot{Q}_v von der Temperaturdifferenz Absorberplatte - Umgebung für verschiedene Windgeschwindigkeiten: a=0 m/s, b= 0.5m/s, c=1m/s, d=1.5m/s, e=2m/s, f=3m/s. (Duffie u. Beckman, 1976).

In Gleichung (2-23) stand dem Energiegewinn $E_G^{\downarrow}(\tau \alpha)_e$ die Verlustleistung $U(T_P - T_a)$ gegenüber. Da bei einer Änderung der Windgeschwindigkeit - aber konstanter Einstrahlung - die Energiegewinne unverändert bleiben, variieren auch die Verlustenergieströme nicht, solange der Kollektor im thermischen Gleichgewicht ist. Jedoch steigt (sinkt) die Absorbtemperatur auf Grund des sich mit sinkender (steigender) Windgeschwindigkeit gleichsinnig ändernden Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten. Aus der Bedingung der Konstanz der Verlustleistung und der Einhaltung des thermischen Gleichgewichtes für den Kollektor läßt sich ein Korrekturfaktor F berechnen (Gleichungen (2-31) bis (2-34)), der die bei Windgeschwindigkeit gemessenen Werte so umrechnet, als wären sie bei Windstille gemessen worden.

$$(2-31) \quad \dot{Q}_V = U_W(T_{P,W} - T_a)$$

$$(2-32) \quad \dot{Q}_V = U_o(T_{P,o} - T_a)$$

$$(2-33) \quad U_W(T_{P,W} - T_a) = U_o(T_{P,o} - T_a)$$

$$(2-34) \quad U_o = U_W \frac{(T_{P,W} - T_a)}{(T_{P,o} - T_a)} = U_W F$$

$(U_{W(o)})$ =gemessener Gesamtwärmedurchgangskoeffizient
mit (ohne) Wind, $T_{P,W(o)}$ =Absorbtemperatur
bei (ohne) Wind, F =Korrekturfaktor)

Nach abschließender Addition der Rückseitenverluste werden durch eine Geradenanpassung im $U, (T_P - T_a)$ -Diagramm die in Gleichung (2-24) zur Vorhersage der Stillstandtemperatur benutzten, nunmehr von der Windgeschwindigkeit unabhängigen Konstanten k'_0 und k'_1 ermittelt.

2.3.3 Einfluß des Diffusanteils an der Solarstrahlung auf die Stillstandtemperatur

Da sich der Gesamtwärmeverlust während der Windkorrektur nicht geändert hat, muß auch der Energiegewinn $E_G \downarrow (\tau \alpha)_e$ konstant bleiben. Mit den Gleichungen (2-23) und (2-28) läßt er sich durch Gleichung (2-35) beschreiben.

$$(2-35) \quad E_G \downarrow (\tau \alpha)_e = (\tau \alpha)_e^d E_d \downarrow + (\tau \alpha)_e^b E_b \downarrow$$

($E_b \downarrow$ = direkte Solarstrahlung in Kollektorebene)

Gleichung (2-23) geht damit über in Gleichung (2-36)

$$(2-36) \quad 0 = (\tau \alpha)_e^d E_d \downarrow + (\tau \alpha)_e^b E_b \downarrow - k'_0 (T_{P,o} - T_a) - k'_1 (T_{P,o} - T_a)^2$$

Die Leerlauftemperatur bestimmt sich daraus zu:

$$(2-37) \quad T_{P,o} = T_a - \frac{k'_0}{2k'_1} + \frac{1}{2k'_1} \sqrt{k'^2_0 + 4k'_1 ((\tau \alpha)_e^d E_d \downarrow + (\tau \alpha)_e^b E_b \downarrow)}$$

Die Werte für die Transmissions-Absorptionsfaktoren bei diffuser und direkter Strahlung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel lassen sich der Abb. 2-6 entnehmen.

Nach Gleichung (2-37) kann man den Einfluß des Diffusanteils an der Solarstrahlung auf die Stillstandtemperatur untersuchen.

3. Beschreibung der physikalischen Prozesse in der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht

Die starke Abhängigkeit des Kollektorstufigungsgrades von den Umwelteinflüssen - solare Einstrahlung, Windgeschwindigkeit und Lufttemperatur ist in der Vergangenheit hinreichend untersucht worden. Darüber hinaus ist er von den physikalischen Prozessen in der atmosphärischen Grenzschicht, mit der der Kollektor energetisch in Wechselwirkung steht, abhängig. Der Darstellung der physikalischen Vorgänge in der bodennahen Atmosphäre liegen drei Formen des Energiesatzes zu Grunde:

die Energiehaushaltsgleichung für die Erdoberfläche, die thermodynamische Energiehaushaltsgleichung eines Luftvolumens und die Gleichung für die turbulente kinetische Energie. Diese Beziehungen sind die Grundlage aller weiteren Betrachtungen, deshalb sollen sie im folgenden kurz erläutert werden.

3.1 Die Energiebilanzgleichung der Erdoberfläche

Die Erdoberfläche besitzt keine Wärmekapazität. Nach dem Energieerhaltungssatz müssen alle auf sie auftreffenden Energieströme gleichzeitig und vollständig wieder abfließen. Ausschlaggebend für die Energiebilanz der Erdoberfläche ist die Strahlungsbilanz E^x . Sie setzt sich aus den kurzwelligeren Energieströmen ($0.3-3\mu\text{m}$), der Globalstrahlung E_G^\downarrow und der reflektierten Globalstrahlung E_r^\uparrow , sowie den langwelligeren Komponenten ($3-60\mu\text{m}$) der atmosphärischen Gegenstrahlung E_L^\downarrow , der reflektierten Gegenstrahlung und der

langwelligen Ausstrahlung E_L^\uparrow des Erdbodens zusammen. Dazu treten der Bodenwärmestrom B, der Strom fühlbarer Wärme L und der Strom der latenten Wärme V des Wasserdampfes auf. Diesen Sachverhalt beschreibt die Energiebilanzgleichung für die Erdoberfläche (3-1) (Munn, 1966)

$$(3-1) \quad E^X = -B - L - V = E_G^\downarrow - E_r^\uparrow + E_L^\downarrow - E_L^\uparrow$$

Der weitaus größte Teil des Bodenwärmestromes beruht auf der Wärmeleitung im Erdboden, in dem die konvektiven Transporte fühlbarer und latenter Wärme vernachlässigbar klein sind (Kraus, 1970).

Der fühlbare Wärmestrom L ist definiert als der mit dem Massenstrom ρu_i der trockenen Luft verbundene Transport der mit der absoluten potentiellen Lufttemperatur Θ gebildeten Entalpie $h = c_p \Theta$.

$$(3-2) \quad L = -\rho u_i c_p \Theta$$

ρ =Luftsdichte, u_i =Windgeschwindigkeit in i-Richtung,
 c_p =spezifische Wärme der Luft bei konstantem
 Druck p

$$(3-2a) \quad \Theta := T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_L/c_p}$$

R_L =Gaskonstante der Luft, p_0 =1000 mb.

Der Strom der latenten Wärme V ist analog zum fühlbaren Wärmestrom L nach Gleichung (3-3) definiert:

$$(3-3) \quad V = -\rho u_i r q$$

r =Verdampfungswärme, q =spezifische Feuchte.

In einem nach außen abgeschlossenen Luftteilchen müssen spezifische Enthalpie und spezifische Feuchte konstant bleiben, wenn sich andere Zustandsgrößen des Teilchens ändern, was

beispielsweise bei Vertikalbewegungen der Fall ist. Mathematisch ausgedrückt bedeutet dies, daß das vollständige Differential der spezifischen Enthalpie und der spezifischen Feuchte null ist. Für die spezifische Feuchte, die definiert ist als das Verhältnis zweier in einem Volumen befindlichen Massen, ist die Konstanz offensichtlich. Die spezifische Enthalpie genügt der Forderung nach dem verschwindenden Differential, da die potentielle Temperatur bei trocken-adiabatischen Verlagerungen konstant ist. Ersetzt man, wie in der Auswertung durchgeführt wurde, die potentielle Temperatur θ durch die Lufttemperatur T_a , so verschwindet das vollständige Differential nur unter der Bedingung, daß der Druck p bei Vertikalbewegungen konstant bleibt (Kraus, 1970).

3.2 Thermodynamische Energiehaushaltsgleichung einer Luftschicht

Der Tagesgang des Energiehaushaltes der bodennahen Luftschicht wird durch Strahlungs- und Austauschvorgänge in den untersten Atmosphärenschichten verursacht (Kraus, 1958, 1963 und 1966). Einen Überblick über die daran beteiligten Prozesse gibt die thermodynamische Energiehaushaltsgleichung einer Luftschicht. Grundlage der Ableitung dieser Gleichung ist der erste Hauptsatz der Thermodynamik. Für eine "reale Flüssigkeit", in der Wärmezufuhr durch innere Reibung und Divergenzen der Ströme molekularer Wärmeleitung und Strahlungsbilanz erfolgt, leitet Kraus (1970) die vollständige thermodynamische Energiehaushaltsgleichung einer Luftschicht ab.

$$(3-4) \quad c_p \bar{\rho} \frac{\delta \bar{\Theta}}{\delta t} + r \bar{\rho} \frac{\delta \bar{q}}{\delta t} =$$

$$-\overline{\rho u_k} \left(c_p \frac{\delta \bar{\Theta}}{\delta x_k} + r \frac{\delta \bar{q}}{\delta x_k} \right) + \frac{\delta}{\delta x_k} (\overline{E_k} + \overline{L_k} + \overline{V_k}) + \overline{M'_{ik} \frac{\delta u_i}{\delta x_k}}$$

(M'_{ik} =molekularer Spannungstensor)

(Das Phänomen der Turbulenz läßt sich nach Reynolds durch das Auftreten einer dem zeitlichen Mittelwert \bar{a} der Größe a überlagerten ungeordneten Zusatzbewegung a' formulieren, so daß für den Momentanwert der Größe a Gleichung (3-5) gilt:

$$(3-5) \quad a = \bar{a} + a' \quad)$$

Die lokale zeitliche Änderung der fühlbaren und latenten Wärme wird durch einen mit dem mittleren Massenstrom $\overline{\rho u_k}$ verbundenen Wärmetransport - über die Advektionsterme $\overline{\rho u_k c_p} \delta \bar{\Theta} / \delta x_k$ bzw. $\overline{\rho u_k r} \delta \bar{q} / \delta x_k$ der fühlbaren und latenten Wärme -, durch Divergenzen der Strahlungsbilanzen, der fühlbaren und latenten Wärmeströme sowie durch Dissipation kinetischer Energie der turbulenten Strömung in Wärme bewirkt. Setzt man weiter horizontale Homogenität der gemittelten Felder voraus, so wird die Gleichung (3-4) vereinfacht zu:

$$(3-6) \quad c_p \bar{\rho} \frac{\delta \bar{\Theta}}{\delta t} + r \bar{\rho} \frac{\delta \bar{q}}{\delta t} =$$

$$-\overline{\rho w} \left(c_p \frac{\delta \bar{\Theta}}{\delta z} + r \frac{\delta \bar{q}}{\delta z} \right) + \frac{\delta}{\delta z} (\overline{E_z} + \overline{L_z} + \overline{V_z}) + \overline{M'_{ik} \frac{\delta u_i}{\delta x_k}}$$

(w =Vertikalgeschwindigkeit, z =Vertikalkoordinate)

Die bei dieser Vereinfachung vernachlässigten Advektionsterme $\overline{\rho v c_p} \delta \bar{\Theta} / \delta x$ bzw. $\overline{\rho v r} \delta \bar{q} / \delta y$ haben selbst bei einem horizontalen Temperaturgradienten von $1^\circ / 10$ km oft die Größenordnung

der übrigen Terme. Trotzdem ist wegen des großen Aufwands zur Messung der räumlichen Verteilung von Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit und Feuchte (mehrere Profilstationen) die horizontale Advektion bei den meisten mikrometeorologischen Untersuchungen vernachlässigt worden.

3.3 Gleichung für die turbulente kinetische Energie

Die Erzeugung oder Aufzehrung sowie die Verteilung der kinetischen Energie der turbulenten Strömung wird durch die Gleichung für die turbulente Energie beschrieben. Sie steht über einem Reibungsterm mit der thermodynamischen Energiegleichung (3-6) einer Luftschicht in Beziehung. Eine ausführliche Ableitung ist bei Kraus (1970) dargestellt. Ausgehend von der Navier-Stokes'schen-Gleichung einer kompressiblen zähen Flüssigkeit, wird mit den Einschränkungen

- x-Achse ist in Richtung der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit orientiert,
- mittlere Felder sind horizontal homogen,
- nachweisbar kleine Terme werden vernachlässigt

die Bilanzgleichung (3-7) der mittleren turbulenten kinetischen Energie pro Masseneinheit abgeleitet:

$$(3-7) \quad \frac{\delta}{\delta t} \frac{1}{2} (\overline{\rho u_i'^2}) = \overline{T_{xz}} \frac{\delta \bar{u}}{\delta z} - \frac{g}{c_p \bar{T}} \bar{L}_z - \overline{M_{ik}' \frac{\delta u_i'}{\delta x_k}} - \frac{\delta}{\delta z} \left(\frac{1}{2} \overline{\rho w u_i'^2} \right)$$

(g=Gravitationsbeschleunigung, $\overline{T_{xz}}$ =turbulenter Impulsstrom)

Die Turbulenzenergie wird dynamisch in sogenannter erzwungener Konvektion infolge vertikaler Windscherung sowie thermisch in freier Konvektion bei labil geschichteter Atmosphäre

erzeugt, während sie durch Dissipation $- M'_{ik} \frac{\delta u_i}{\delta x_k}$ - in Wärme, durch Abfließen über den Divergenzterm $-\frac{\delta}{\delta z}(\frac{1}{2} \overline{\rho w u_i^2})$ - und durch archimedische Kräfte bei stabiler Schichtung aufgezehrt wird. Wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, ermöglicht Gleichung (3-7), das vertikale Windprofil - und über Ähnlichkeitsbetrachtungen auch die Temperatur- und Feuchteprofile - bei diabatischer Schichtung in Abhängigkeit von den, die Turbulenz erzeugenden physikalischen Vorgängen, zu beschreiben. Der in der Ableitung vernachlässigte Einfluß horizontaler Inhomogenität auf das Windprofil wird bei Kraus (1970) abgeschätzt. Dieser Einfluß ist um so größer, je kleiner die Schubspannungsgeschwindigkeit und je größer die Meßhöhe ist.

3.4 Bodenwärmestrom

Alle Methoden zur Berechnung des Bodenwärmestromes setzen einen horizontal homogen geschichteten Boden voraus. Seine Bestimmung erfolgt im allgemeinen nach der Tautochronen- und Wärmeleitungsmethode.

3.4.1 Tautochronenmethode

Die pro Volumen- und Zeiteinheit auftretende Änderung des Wärmeinhaltes W des Bodens ist durch Gleichung (3-8) gegeben:

$$(3-8) \quad \frac{\delta W}{\delta t} = \rho_B c_B \frac{\delta T_B}{\delta t}$$

(ρ_B =Bodendichte, c_B =spezifische Wärme des Erdbodens
 T_B =Bodentemperatur)

Fehlen in der Bodenschicht Wärmequellen und -senken, so

wird die Wärmeinhaltsänderung allein durch die Divergenz des vertikalen Bodenwärmestroms $B(z)$ bewirkt.

$$(3-9) \quad \frac{\delta W}{\delta t} = \frac{\delta B(z)}{\delta z} = \rho_B c_B \frac{\delta T_B}{\delta z}$$

Eine Integration der Gleichung (3-9) von der Bodenoberfläche bis zur Tiefe z^x , in der keine Temperaturänderungen mehr stattfinden, ergibt den Bodenwärmestrom B_1 :

$$(3-10) \quad B_1 = - \int_0^{z^x} \rho_B c_B \frac{\delta T_B}{\delta t} dz$$

(Eine ausführlichere Ableitung wird bei Häckel (1967) und Tonak (1970) gegeben)

Für tiefere Schichten ist die Tautochronenmethode nicht mehr anwendbar, da dort die zeitliche Änderung der Bodentemperatur verschwindet. Bei den hier vorliegenden Untersuchungen wurde $z^x = 20$ cm für ein Beobachtungsintervall von 10 min gefunden. Für größere Tiefen als dieses z^x muß man die Wärmeleitungsmethode zur Bestimmung des Bodenwärmestroms heranziehen.

3.4.2 Wärmeleitungsmethode

Für den Fall eindimensionaler Wärmeleitung läßt sich der Bodenwärmestrom durch eine Bodenschicht in der Tiefe z nach der Fourier'schen Wärmeleitungsgleichung beschreiben:

$$(3-11) \quad B_2 = B_z = \lambda_z \left(\frac{\delta T_B}{\delta z} \right)_z$$

Da sich der Temperaturgradient an der Bodenoberfläche nur sehr ungenau erfassen läßt, ist Gleichung (3-11) nur für Berechnungen des Bodenwärmestroms in größeren Tiefen geeignet.

Insgesamt erhält man den in den Boden hinein- oder

aus ihm herausfließenden Wärmestrom durch eine Kombination der unter 3.4.1 und 3.4.2 geschilderten Methoden aus Gleichung (3-12) (Berz, 1969):

$$(3-12) \quad B = B_1 + B_2 = - \int_0^{z^x} \rho_B c_B \frac{\delta T_B}{\delta t} dz + \left(\lambda_{z^x} \frac{\delta T_B}{\delta z} \right)_{z^x}$$

3.4.3 Bodenkosten

Neben der Temperatur unterliegen auch die Bodenkosten ρ_B , c_B , λ_{z^x} einer zeitlichen und räumlichen Variation, die von auftretenden Niederschlägen und der Zunahme des Bodengewichts mit der Tiefe herrührt. Berz (1969) zeigt in seiner Arbeit ausführlich die Ableitung der Temperaturleitfähigkeit a aus der Lösung der thermischen Diffusionsgleichung (3-13):

$$(3-13) \quad \frac{\delta T_B}{\delta t} = a \frac{\delta^2 T_B}{\delta z^2}$$

Aus der Temperaturleitfähigkeit erhält man daraufhin nach Messung der Bodendichte durch Wiegen und Volumenbestimmung von Bodenproben sowie nach Festlegung der spezifischen Wärme in Abhängigkeit der Bodenfeuchte (Carson und Moses, 1963) das Wärmeleitvermögen λ des Erdbodens.

Ebenfalls bei Berz (1969) findet man eine Methode zur Berechnung des Temperaturgradienten in der Tiefe z aus Messungen der benachbarten Bodentemperaturen und der vorherrschenden Temperatur in dieser Tiefe z .

3.5 Strom fühlbarer Wärme L und latenter Wärme V

3.5.1 Sverdrup-Methode

Der vertikale Austausch einer konservativen Eigenschaft, wie der spezifischen Enthalpie $c_p \theta$, der spezifischen Feuchte q und des spezifischen Horizontalimpulses u eines Luftvolumens, ist dem vertikalen Gradienten dieser Eigenschaft proportional (Sverdrup, 1936; Geiger, 1961). Der Proportionalitätsfaktor ist der Austauschkoeffizient A_S . Nach Häckel et al. (1970) lassen sich für die gesuchten Wärmeströme folgende Beziehungen aufstellen:

$$(3-14) \quad L = A_S c_p \frac{\delta \theta}{\delta z}$$

$$(3-15) \quad V = A_S r \frac{\delta q}{\delta z}$$

Die Gradienten der potentiellen Temperatur θ und der spezifischen Feuchte q liegen aus den Profilmessungen vor, problematisch ist nur die Bestimmung des Austauschkoeffizienten A_S , der nach Dyer (1967) für den sensiblen und latenten Wärmetransport gleich ist.

Damit läßt sich die Energiebilanzgleichung (3-1) in der Form (3-16) ausdrücken:

$$(3-16) \quad -(E^x + B) = A_S \left(c_p \frac{\delta T_a}{\delta z} + r \frac{\delta q}{\delta z} \right)$$

In diesem Ansatz, der zuerst 1936 von Sverdrup benutzt wurde, ist der Gradient der Lufttemperatur wegen der geringen Höhe des gemessenen Temperaturprofils an die Stelle des Gradienten der potentiellen Temperatur gesetzt worden (Kraus, 1970). Aus Gleichung (3-16) kann der Austauschkoeffizient

bestimmt werden. Die Gleichungen (3-14) und (3-15) ermöglichen die Berechnung der fühlbaren und latenten Wärmeströme.

Ist man an einer Berechnung des Austauschkoeffizienten nicht interessiert, so lassen sich die Flüsse latenter und sensibler Wärme unter Zuhilfenahme des Bowen-Verhältnisses (Bowen, 1926) - dem Quotienten aus sensiblem und latentem Wärmestrom - nach den aus der Energiebilanzgleichung für die Erdoberfläche folgenden Formeln ermitteln:

$$(3-17) \quad L = - \frac{G(Q + B)}{1 + G}$$

$$(3-18) \quad V = - \frac{Q + B}{1 + G}$$

Das Bowen-Verhältnis G erhält man aus den Profilmessungen nach Gleichung (3-19) (Sellers, 1965):

$$(3-19) \quad G = \frac{L}{V} = \frac{c_p \delta T_a / \delta z}{r \delta q / \delta z}$$

Für eine einfachere Berechnung des Austauschkoeffizienten - ohne den Umweg der Berechnung des Gradienten der spezifischen Feuchte - geben Häckel et al. (1970) eine Formel, die den Austauschkoeffizienten in Abhängigkeit der gemessenen Gradienten von Luft- und Feuchttemperatur beschreibt.

$$(3-20) \quad -(E^x + B) = A_S c_p \left(\left(1 - \frac{r}{r_{ps}}\right) \frac{\delta T_a}{\delta z} + \frac{r}{r_{ps}} (1 + \xi) \frac{\delta T_q}{\delta z} \right)$$

$$(3-21) \quad \xi = \frac{0.623 r_{ps}}{p c_p} \frac{\delta E_q}{\delta T_q}$$

(r_{ps} = Verdampfungswärme von Wasser oder Eis am Psychrometer, $\frac{\delta E_q}{\delta T_q}$ = Steigung der Dampfspannungskurve bei der Feuchttemperatur T_q)

Für den Fall, daß sowohl die Oberfläche des feuchten

Bodens als auch des Strumpfes am feuchten Thermometer entweder beide gefroren oder nicht gefroren sind, gilt unter Vernachlässigung der geringen Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme die Gleichheit der Verdampfungswärmen am Boden und am Psychrometer und Gleichung (3-20) reduziert sich auf:

$$(3-22) \quad -(E^x + B) = A_S c_p (1 + \xi) \frac{\delta T_q}{\delta z}$$

Hier sei jedoch gleich auf die Grenzen der Sverdrup-Methode hingewiesen. Austauschkoefizient und Wärmeströme lassen sich um so genauer bestimmen, je genauer die Gradienten der Luft- und Feuchttemperatur bekannt sind. Man wendet diese Methode daher am besten in den Stunden großer labiler bzw. stabiler Schichtung an. Dadurch werden zwar 50% der Messungen nicht bewertet, dennoch erfaßt man 90% des Gesamtenergieumsatzes (Berz, 1969). Im Vergleich mit Evapotranspirationmessungen durch Lysimetrie gibt Fritschen (1965) als relativen Fehler 5% in der Bestimmung des latenten Wärmeflusses an, Sinclair et al. (1975) weniger als 10%. Fuchs und Tanner (1970) schätzen die Fehler auf den latenten und sensiblen Wärmefluß in Abhängigkeit vom Bowen-Verhältnis ab. Berücksichtigt man Fehler bei der Strahlungsbilanzmessung und der Berechnung des Bodenwärmestroms, so ergibt sich ein maximaler relativer Fehler von 20%.

3.5.2 Andere Methoden

Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der latenten und sensiblen Wärmeflüsse ergibt sich aus der Gleichung (3-7) für die turbulente kinetische Energie. Sie beschreibt das vertikale Windprofil in Abhängigkeit von der thermischen Schichtung. Der Dissipations- und Divergenzterm, die in Gleichung (3-7) noch Funktionen von turbulenten Schwankungsgrößen sind, werden durch leichter meßbare Mittelwerte parametrisiert. Die damit erhaltenen Ergebnisse lassen sich durch Ähnlichkeitsbetrachtungen auf Feuchte- und Temperaturprofile übertragen (Monin und Obuchov, 1958). Zusammen mit den Gradientansätzen:

$$(3-23) \quad \tau_x = \rho K_M \frac{\delta \bar{u}}{\delta z}$$

$$(3-24) \quad \tau_y = \rho K_M \frac{\delta \bar{v}}{\delta z}$$

$$(3-25) \quad L = -\rho c_p K_L \frac{\delta T_a}{\delta z}$$

$$(3-26) \quad V = -\rho K_V \frac{\delta q}{\delta z}$$

ist die Bestimmung der turbulenten Diffusionskoeffizienten $K_{M,L,V}$ sowie der Vertikaltransporte von Impuls τ , fühlbarer und latenter Wärme möglich. Einige Parametrisierungsvorschläge seien kurz vorgestellt.

3.5.2.1 Die neutrale Prandtl Schicht

Die gemittelten Felder (von Wind, Feuchte und Temperatur) sind als stationär und horizontal homogen vorausgesetzt, die Prandtl Schicht ist barotrop und neutral geschichtet,

ferner orientiert man das Koordinatensystem so, daß $\bar{v} = 0$ und \bar{u} in Richtung der positiven x-Achse weist. Kraus (1970) gibt für diesen Fall die durch die Gleichungen (3-27) und (3-28) ausgedrückte Parametrisierung von Dissipations- und Divergenzterm an:

$$(3-27) \quad \epsilon = -\overline{u'w'} \frac{\delta \bar{u}}{\delta z} = \frac{u_*^3}{f}$$

$$(3-28) \quad D = 0$$

Mit Einführung der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* nach Gleichung (3-29) und des Mischungsweges f als charakteristische Wirbelgröße (3-30)

$$(3-29) \quad u_*^2 := \frac{\tau_x}{\kappa}$$

$$(3-30) \quad f = \kappa z$$

(κ =von Karman'sche Konstante)

beschreibt Gleichung (3-31) das vertikale Windprofil

$$(3-31) \quad \frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

(z_0 =Rauigkeitslänge)

Analoge Überlegungen gelten für die Temperatur- und Feuchteschichtung. Diese logarithmischen Gesetze gestatten zusammen mit den Gradientansätzen eine Berechnung der turbulenten Diffusionskoeffizienten.

3.5.2.2 Die geschichtete Prandtl Schicht

Für Abweichungen der thermischen Schichtung vom neutralen Fall kann man folgende Parametrisierungen des Divergenz (D)- und Dissipationsterms (ϵ) angeben:

- a) Wenn die Abweichungen von der neutralen Schichtung gering sind, wird wie in Kapitel 3.5.2.1 parametrisiert, jedoch unter zusätzlicher Berücksichtigung des Auftriebstermes. Für das Windprofil ergibt sich Gleichung (3-32):

$$(3-32) \quad \frac{\delta u}{\delta z} = \frac{u_*}{\kappa z} \left(1 - \frac{\frac{z}{L_*}}{\frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{T_a} \overline{\theta' w'}}} \right) = \frac{u_*}{\kappa z} \left(1 + \frac{z}{L_*} \right) = \frac{u_*}{\kappa z} \Phi_M \left(\frac{z}{L_*} \right)$$

Dabei ist L_* die Monin-Obuchov'sche-Stabilitätslänge (Monin und Obuchov, 1958). Sie ist über die Temperaturschichtung (Wärmestrom $\overline{\theta' w'}$) ein Stabilitätsmaß.

Es gilt $\left. \begin{array}{l} L_* > 0 \\ L_* < 0 \end{array} \right\}$ ist die Schichtung $\left\{ \begin{array}{l} \text{stabil} \\ \text{labil} \end{array} \right.$

$\Phi_M \left(\frac{z}{L_*} \right)$ ist eine dimensionslose Funktion der Windscherung. Sie wird von Webb (1970) in der Form

$$(3-33) \quad \Phi_M = \left(1 + \alpha \frac{z}{L_*} \right)$$

mit $\alpha = 5.2$ für stabile und $\alpha = 4.5$ für labile Schichtung der Atmosphäre angegeben.

- b) Eine Erweiterung von Gleichung (3-27) von adiabatischer auf diabatische Schichtung mit der sogenannten Heisenberg-Relation:

$$(3-34) \quad \epsilon = \frac{K_M^3}{(\kappa z)^4}$$

und der Annahme der Proportionalität des Divergenztermes von der thermischen Erzeugung kinetischer Energie

$$(3-35) \quad D = \nu \frac{g}{T_a} \overline{\theta' w'}$$

führt zur KEYPS-Formel (z.B. Ellison, 1957):

$$(3-36) \quad \Phi_M^4 - (1 + \gamma) \Phi_M^3 = 1$$

Für die Konstante $(1 + \gamma)$ finden sich in der Literatur folgende unterschiedliche Werte:

$$\text{Pasquill (1967)} \quad \gamma = 4$$

$$\text{Panofsky (1964)} \quad \gamma = 14$$

$$\text{Klug (1963)} \quad \gamma = 12.8$$

$$\text{Klug (1967, 1968)} \quad \gamma = 7$$

Eine Ursache für die großen Schwankungen in γ können Meßfehler sein (Yaglom, 1977), andererseits können die Unterschiede darin begründet liegen, daß die von der Theorie angenommenen idealisierten Voraussetzungen im Experiment nicht gegeben sind.

- c) Setzt man eine Abhängigkeit des Proportionalitätsfaktors von der thermischen Schichtung durch den Ansatz

$$(3-37) \quad \gamma = \alpha' \Phi_M - 1$$

(α' konstant)

voraus, so ergibt sich bei gleichem Dissipationsterm wie unter b) die Dyer-Businger-Beziehung

$$(3-38) \quad \Phi_M = (1 - \alpha' \frac{z}{L_*})^{-1/4}$$

Weitere Ansätze der dimensionslosen Windscherung Θ_M finden sich bei Swinbank (1964 und 1968) und Businger et al. (1971). Nach Dyer (1974) stellt der Ansatz von Dyer und Hicks (1970) die beste Beschreibung der Profilbeziehungen dar. Eine Zusammenstellung der einzelnen Fälle gibt Tab. 3-1.

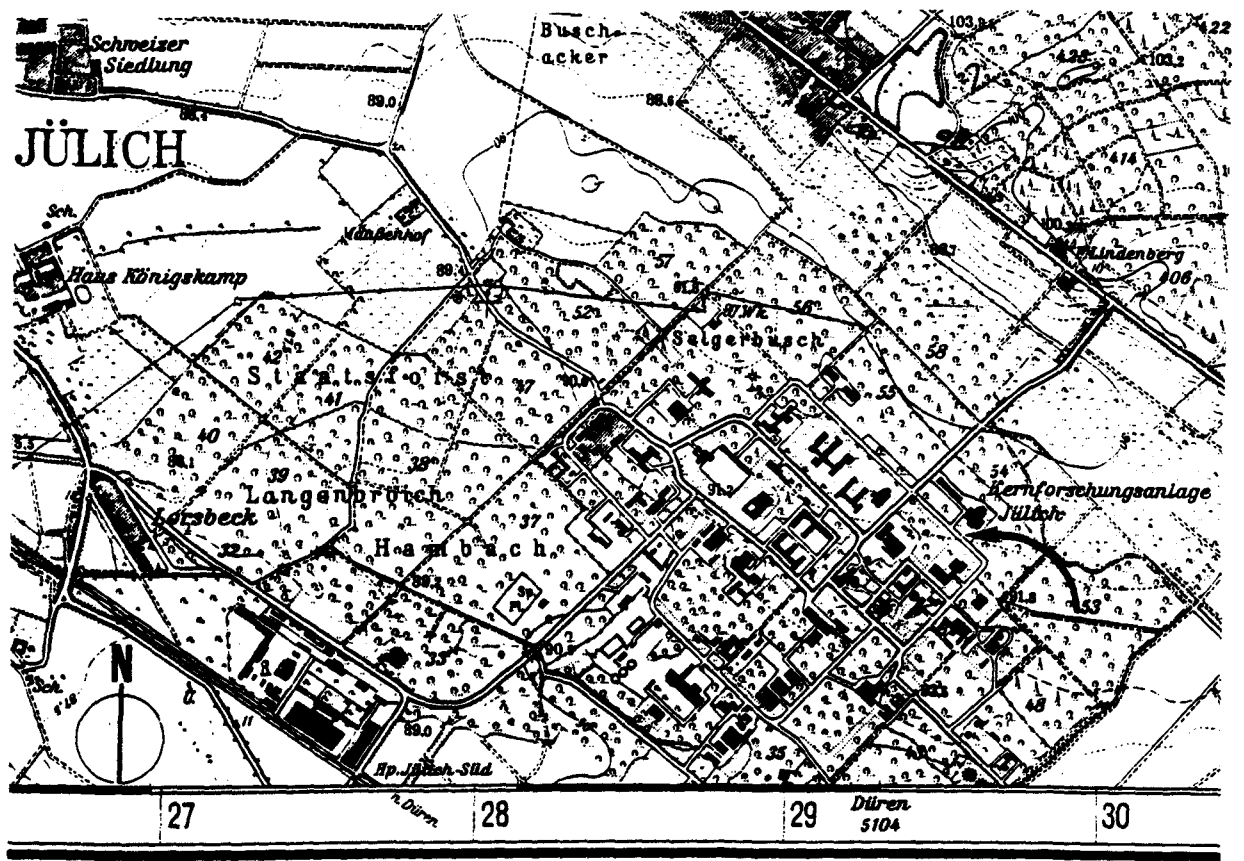
Tab. 3-1 Zusammenstellung der verschiedenen Parametrisierungsansätze des Dissipations- und Divergenzterms (Höller, 1977).

Auftrieb	ϵ	D	K_M	Φ_M	Windprofil
=0 (neutral)	$\frac{u_*^3}{\kappa z}$	0	$\kappa u_* z$		log-Profil
≠0 geschichtet	$\frac{u_*^3}{\kappa z}$	0	$\frac{\kappa u_* z}{\Phi_M}$	$1 + \frac{z}{L_*}$ $1 + \alpha \frac{z}{L_*}$	log-lin-Profil Monin-Obuchov-Webb
		γA		$\Phi_M^4 - (1 + \gamma) \frac{z}{L_*} \Phi_M^3 = 1$	KEYPS-Profil
	$\frac{K_M^3}{(\kappa z)^4}$	$\gamma \left(\frac{z}{L_*} \right) A$ mit $\gamma = \alpha' \Phi_M - 1$		instabil $(1 + \alpha' \frac{z}{L_*})^{-1/4}$ stabil $(1 + \alpha' \frac{z}{L_*})$	Dyer-Businger


4. Meßplatz und Datenerfassung

4.1 Standort

Das Kollektortestfeld und die meteorologische Station des Instituts für Kernphysik liegen am Ostrand der KFA, ca. 4 km südöstlich von Jülich entfernt. Die geographischen Koordinaten sind $6^{\circ}25'$ östliche Länge und $50^{\circ}55'$ nördliche Breite (90 m über NN). Der Meßturm steht auf einer gemähten ebenen Wiese. Die seitlichen Begrenzungen sind der Abb. 4-1 zu entnehmen.



Längemaßstab 1:25 000 (4 cm der Karte = 1 km der Natur)

Abb. 4-1 Lage des Meßplatzes innerhalb der KFA ().

(Topographische Karte des Landesvermessungsamtes
NRW, 5004 Jülich)

Für den Zeitraum der Jahre 1961-1976 wurden aus den Messungen der meteorologischen Station des Zentralinstituts für Strahlenschutz der KFA - die ebenso wie die Station des Instituts für Kernphysik (IKP) von aufgelockertem Wald, in dem größere Teilflächen mit Gebäuden liegen, umgeben ist - die folgenden klimatologischen Mittelwerte berechnet (Geiß und Polster, 1978):

jährliche Mitteltemperatur	9.5°C	±	0.7°C
mittlere relative Feuchte	79 %	±	2 %
mittlerer jährlicher Niederschlag	678 l/m ²	±	161 l/m ²
mittlere jährliche Sonnenscheindauer	1509 h	±	137 h

Die Windrichtungsverteilung zeigt ein ausgeprägtes Häufigkeitsmaximum für SW-Wind. Ein sekundäres Häufigkeitsmaximum ist für SO-Wind vorhanden. Die mittlere Windgeschwindigkeit, gemessen in 10 m Höhe über den Baumwipfeln (30 m über dem Boden) beträgt 3.5 m/s.

4.2 Meßgeräte

Zur Messung der Globalstrahlung $E_G \downarrow$, der kurzwelligen Reflexstrahlung $E_r \uparrow$ und der diffusen Strahlung $E_d \downarrow$ dienen Solarimeter Typ Moll Gorczynski der Firma Kipp & Zonen (Delft). Für die Messung der in die Kollektorebene einfallenden Strahlung wurde ein Pyranometer der Firma Eppley (Newport, USA) verwendet. Der gesamte Strahlungsstrom aus dem oberen und unteren Halbraum wurde mit einem Pyrradiometer nach Schulze der Firma Lange (Berlin) gemessen. Die Bestimmung der Gegenstrahlung $E_L \downarrow$ und langwelligen Abstrahlung des Erdbodens erfolgt aus der Differenz der Pyrradiometer- und Solarimeter-

messungen (Schmetz, 1977). Psychrometer nach Frankenberger für die Messung der Trocken- und Feuchttemperatur wurden von der Firma Lambrecht (Göttingen) bezogen. Die Anemometer sowie die kombinierten Windrichtungsgeber wurden von der Firma Thies (Göttingen) geliefert. Die Bodenthermometer bestehen aus kleinen Messingzylindern, in denen ein Platindrahtwiderstand (PT100) steckt. Die Messingzylinder verschließen in deren Meßhöhe das Ende eines mit wärmedämmendem Material ausgeschäumten Kunststoffrohres. Die Standorte der einzelnen Geräte zeigen Abb. 4-2 und 4-3:

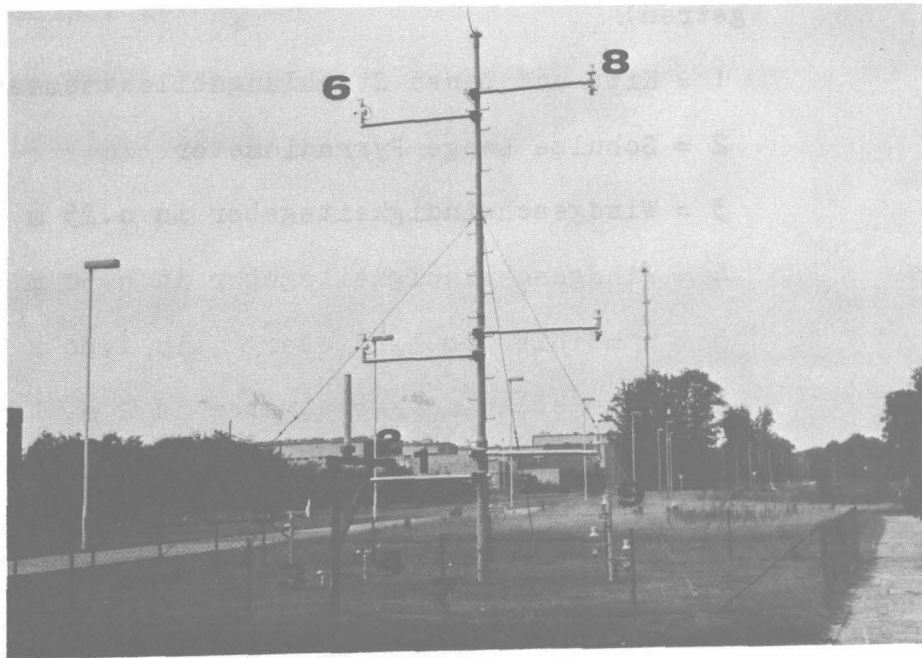


Abb. 4-2 Meteorologische Station am Kollektortestgelände mit Blick nach Westen.

(Bezeichnungen siehe Abb. 4-3)

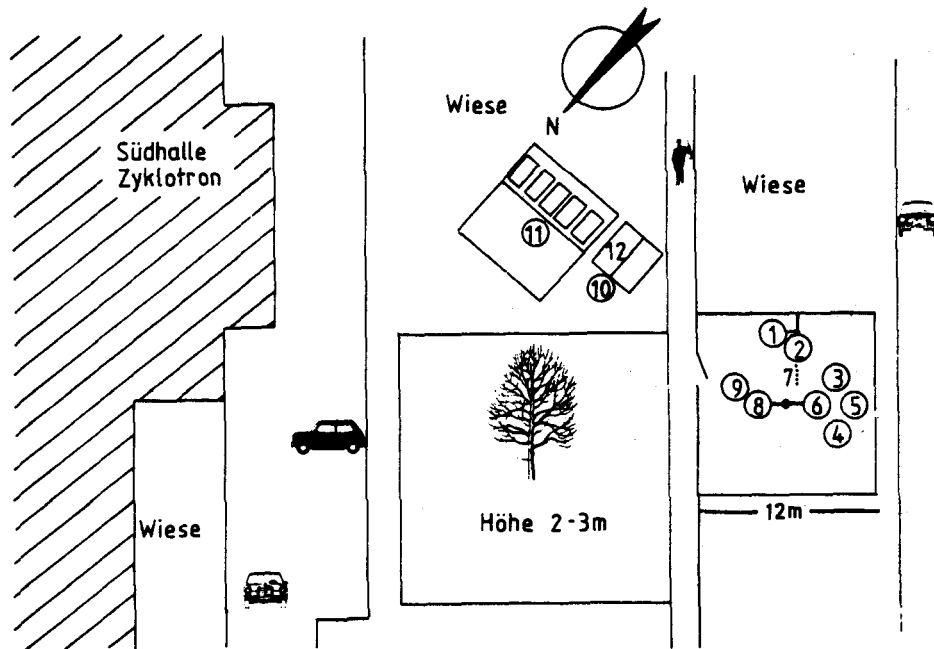


Abb. 4-3 Standorte der einzelnen Meßgeräte (in etwa maßstabgetreu).

- 1 = Kipp und Zonen Strahlungsbilanzmesser
- 2 = Schulze Lange Pyrradiometer
- 3 = Windgeschwindigkeitsgeber in 0.25 m Höhe
- 4 = Windgeschwindigkeitsgeber in 0.50 m Höhe
- 5 = Kombiniertes Windgeber in 1.00 m Höhe
- 6 = Windgeschwindigkeitsgeber in 2 m, 4 m und 8 m
Höhe sowie Windrichtungsgeber in 4 m und 8 m
- 7 = Bodenthermometer in den Tiefen 5 cm, 10 cm,
20 cm, 50 cm und 100 cm
- 8 = Psychrometer nach Frankenberger in den Höhen
2 m, 4 m und 8 m
- 9 = Psychrometer in den Höhen 0.25 m, 0.5 m und 1.0 m
- 10 = Pyranometer nach Eppley
- 11 = Kipp Solarimeter (diffuse Strahlung)
- 12 = Flachkollektor (zur Bestimmung der Stillstand-
temperatur)

Zur Messung der Leerlauftemperatur des Kollektors (BBC SMW Typ SOL 2003) wurden jeweils im oberen und unteren Drittel seiner Absorberrückseite ein Platindrahtwiderstand (PT 100) mit Leitsilber angeklebt. Für den Kollektor werden folgende technische Daten vom Hersteller (Heizmann, 1978) angegeben:

Länge	1494	mm
Breite	894	mm
Höhe	100	mm
Gesamtfläche	1.34	m ²
Gewicht	27	kg
Transparente Kollektorfläche	1.11	m ²
Durchlässigkeit der Abdeckscheibe	0.88	
Solare Absorptanz	0.94 - 0.95	

Die Abb. 4-4 zeigt den Kollektorteststand zur Bestimmung der maximalen Leerlauftemperatur.

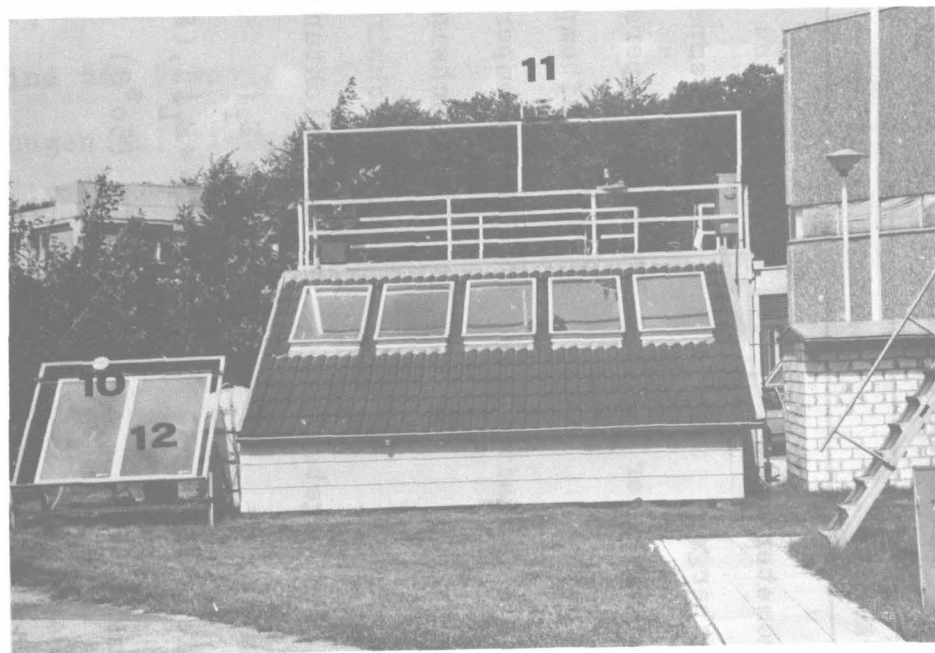


Abb. 4-4 Kollektorteststand (Bezeichnungen siehe Abb. 4-3)

Tab. 4-1 Zusammenstellung der verwendeten Meßgeräte

Meßgerät	Anzahl	Meßgröße	Meßprinzip	Hersteller	Eichung	Genauigkeit
Psychrometer nach Frankenberger	6	Feucht- und Trockentemperatur	passiv	Lambrecht	ja	0.14 K
Bodenthermometer	5	Bodentemperatur	passiv	Eigenbau	ja	0.2 K
PT 100	2	Leerlauftemperatur	passiv	Heraeus	Hersteller	1 K
PT 100 im Pyrradiometer	1	Gerätetemperatur	passiv	Dr. B. Lange	Hersteller	0.2 K
Anemometer	3	Windgeschwindigkeit	aktiv	Thies	Hersteller	5% auf Meßwert
Kombinierter Windrichtungsgeber	3	Windgeschwindigkeit und -richtung	Richtung ist passiv	Thies	Hersteller	10 Grad
Albedometer	1	$E_G \downarrow, E_R \uparrow$	aktiv	Kipp & Zonen	Hersteller	
Pyrradiometer	1	$(E_G \downarrow + E_L \downarrow), (E_R \uparrow + E_L \uparrow)$	aktiv	Dr. B. Lange	Hersteller	s.Tab. 4-2
Pyranometer	1	$E_G \downarrow$ (50°S)	aktiv	Eppley	Hersteller	
Solarimeter	1	$E_d \downarrow$	aktiv	Kipp & Zonen	Hersteller	

Meßprinzip aktiv bedeutet, daß der Sensor selbst Ströme oder Spannungen abgibt, passiv, daß Ströme zu und Spannungen von ihm kommen. Psychrometer und Bodenthermometer sind im meteorologischen Institut der Universität zu Köln geeicht worden.

Eine Zusammenstellung aller Meßgeräte gibt die Tab. 4-1.

Die Wartung der Meßgeräte erfolgte in Ermangelung einer offiziellen Wartungsvorschrift des Deutschen Wetterdienstes nach den Angaben des Herstellers.

Die Fehler der Strahlungsmessungen werden in Tab. 4-2 gesondert behandelt. Der Fehler der Globalstrahlung liegt bei etwa 3% für Sonnenhöhen größer als 15° . Für Zenitdistanzen größer als 75° wächst der Fehler auf 15% an. Bei der Pyrradiometermessung wird mit einem Fehler von 4% gerechnet. In den Nachtstunden ist dies der Fehler für die Gegenstrahlung und langwellige Ausstrahlung des Erdbodens, für die sich am Tage die Fehler aus den Solarimeter- und Pyrradiometermessungen addieren. Die Genauigkeit der aus den Solarimetermessungen gewonnenen Albedo $E_r^{\uparrow}/E_G^{\downarrow}$ ist nicht größer als 85%. Der relative Fehler der Gegenstrahlung wächst mit steigender Globalstrahlung, während der relative Fehler der Bilanz kleiner wird.

Die Fehlerquellen bei der Solarimeter- und Pyrradiometermessung sind bei Schmetz (1977) beschrieben. Weitergehende Untersuchungen auf diesem Gebiet wurden von Moll (1923), Bener (1951) und Robinson (1966) für Solarimeter nach Moll-Gorczynski sowie von Bolle (1953/54), Schulze (1962) und Däke (1972) für das Pyrradiometer durchgeführt.

Tab. 4-2 Fehler der Strahlungsmessungen in Abhängigkeit von der Zenitdistanz Z

Meßgröße	Z > 75°			Z < 75°			Nachts		
	Meßwert (W/m ²)	Fehler		Meßwert (W/m ²)	Fehler		Meßwert (W/m ²)	Fehler	
		absoluter (W/m ²)	relativer (%)		absoluter (W/m ²)	relativer (%)		absoluter (W/m ²)	relativer (%)
E _G ↓	50	7.5	15	700	21	3	-	-	-
E _G ↓ + E _L ↓	400	16	4	1030	41.2	4	350	14	4
E _r ↑ + E _L ↑	410	16.4	4	540	21.6	4	400	16	4
E _r ↑	10	1.5	15	140	21	15	-	-	-
E _L ↑	400	17.9	4.5	400	42.6	10.7	400	16	4
E _L ↓	350	23.5	6.7	330	62.3	18.8	350	14	4
E ^x	- 10	50.4	504	490	147	30	- 50	30	60

(nach Schmetz, 1977)

4.3 Registrierung der Daten

Alle Meßgeräte der meteorologischen Station geben eine den Meßwerten analoge Spannung ab. Diese Spannung wird über Analog-Frequenz-Wandler vom Datenerfassungssystem - MADAS - (Brandenburg et al., 1977; Grüter et al., 1978) alle 30 s abgefragt und über 10 min integriert. Zur Verbesserung der Auflösung bei der Temperatur- und Windmessung wurden vor die Analog-Frequenz-Wandler, die eine Eingangsempfindlichkeit von 0 - 10 V haben, Vorverstärker geschaltet. In diese Vorverstärker ist auch die Konstantstromquelle (3 mA) für die Temperaturmessung mit den Platindrahtwiderstandsthermometern (PT 100) integriert. Zur Strahlungsmessung wurde ein Analog-Frequenz-Wandler verwendet, der eine Eingangsempfindlichkeit von 0 - 100 mV hat.

Die 10-minütigen Mittelwerte aller Meßgrößen werden zusammen mit ihren Varianzen auf eine Kassette abgespeichert. Eine Prinzipskizze der Datenerfassungsanlage zeigt die Abb. 4-5.

Zusätzlich erfolgte eine analoge Aufzeichnung der für die Bestimmung der Leerlufttemperatur benötigten Werte von diffuser Strahlung, Strahlung in Kollektorebene sowie der Temperaturen der Luft und der Absorberplatte mit einem 12-Kanal-Punktschreiber (PM 8532 der Firma Philips).

Die Taktzeit des Punktschreibers betrug 5 s, so daß jeder Kanal alle 60 s abgefragt wurde.

Die Zeitbasis aller Messungen war MEZ.

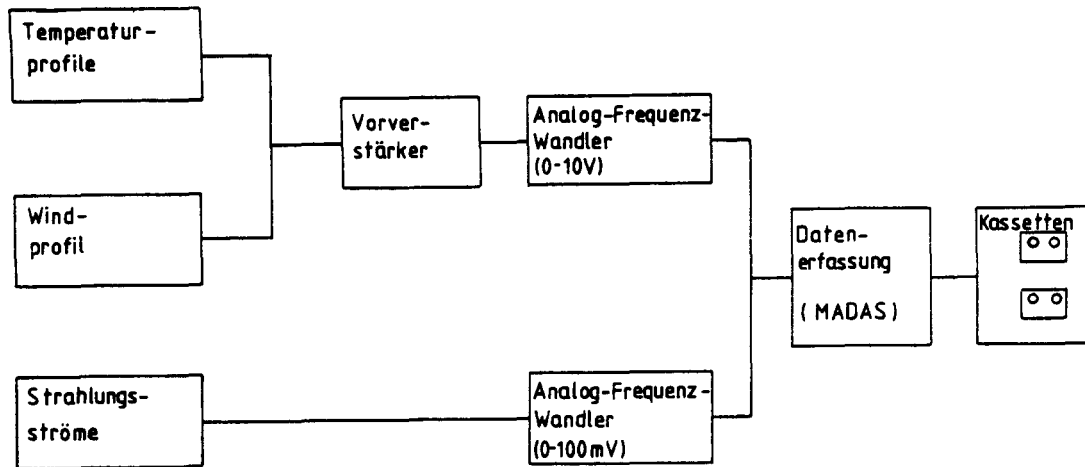


Abb. 4-5 Prinzipieller Aufbau des Datenerfassungssystems für die meteorologische Station.

Die vorliegenden Daten stammen aus den Monaten August, September und Oktober 1978. Während dieser Zeit arbeiteten sowohl das Kassetten-Doppellaufwerk zur digitalen Aufzeichnung der meteorologischen Daten als auch der Punktschreiber unzuverlässig. Insgesamt lag daher ein zusammenhängendes Datenmaterial (Tagesgänge) nur für ca. 10 Tage vor.

5. Ergebnisse und Diskussion der Abschätzung der maximalen Stillstandtemperatur

Zur Bestimmung der Stillstandtemperatur des untersuchten Kollektors wurde bei verschiedenen Strahlungs-, Wind- und Temperaturverhältnissen die Absorbertemperatur im thermischen Gleichgewicht des Kollektors gemessen. Die meteorologischen Größen und Kollektortemperaturen sind in Tab. 5-1 zusammengestellt. In Abb. 5-1 ist die Temperaturdifferenz Absorber - Deckscheibe gegen die solare Einstrahlung aufgetragen.

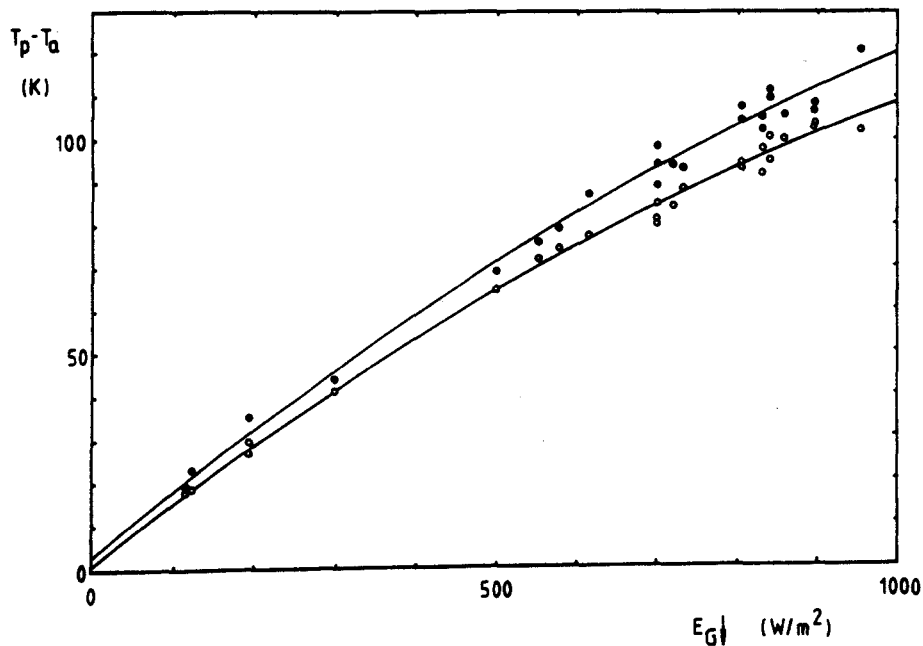


Abb. 5-1 Abhängigkeit der Temperaturdifferenz Absorber - Umgebung von der solaren Einstrahlung in Kollektorebene. (o Meßpunkte mit Wind, • Meßpunkte auf Windstille korrigiert)

Tab. 5-1 Gemessene meteorologische Größen und Absorber-
temperaturen im thermischen Gleichgewicht des
Kollektors

Datum MEZ	$E_G \downarrow$	$E_d \downarrow / E_G \downarrow$	$E_L \downarrow$	θ	v	T_P	T_a
19.8. 13.30	954	12	342	20.0	2.2	124.0	21.4
20.8. 13.00	898	20	370	13.4	0.5	128.5	24.8
21.8. 12.45	805	39	378	11.2	1.0	118.0	23.0
22.8. 12.40	832	33	376	10.3	0.4	122.0	23.8
23.8. 12.30	298	100	382	9.8	0.5	59.0	18.0
24.8. 13.20	858	39	354	15.6	0.4	121.5	21.2
24.8. 14.20	732	32	356	28.9	0.4	110.0	21.6
5.9. 13.00	895	39	318	7.9	0.3	119.5	16.2
7.9. 11.40	114	100	378	14.6	0.2	34.0	16.4
28.9. 14.00	123	100	348	20.4	2.1	30.0	11.6
2.10.14.50	552	43	276	31.5	0.5	82.0	10.2
6.10.10.00	193	100	360	41.5	3.2	40.5	13.8
9.10.13.30	718	43	374	14.0	1.2	107.5	23.2
10.10.15.30	500	74	384	42.8	0.5	86.0	21.0
11.10.12.05	700	25	337	13.6	1.6	100.0	19.0
11.10.12.45	831	25	346	9.2	1.5	112.0	19.7
11.10.14.20	700	46	356	24.7	0.8	102.0	21.6
11.10.14.50	578	56	362	31.3	0.5	96.0	21.6
12.10.11.45	840	25	318	18.6	1.9	113.0	17.8
12.10.13.00	805	23	334	9.8	1.6	113.0	19.2
12.10.14.10	700	25	340	22.1	1.5	105.0	20.0
12.10.14.30	613	28	344	26.7	1.2	97.5	20.2
12.10.16.40	193	54	332	57.6	1.7	48.5	19.2
14.10.12.00	840	29	302	16.2	0.8	117.0	16.0

$E_G \downarrow, E_d \downarrow, E_L \downarrow$ in W/m^2 ; θ in Grad; v in m/s; T_P und T_a in $^{\circ}C$

Für die untere Kurve der Abb. 5-1 ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit der Form:

$$(5-1) \quad T_p - T_a = 0.8 + 0.147 E_{G\downarrow} - 3.9 \cdot 10^{-5} E_{G\downarrow}^2$$

Zu allen Meßzeitpunkten herrschte eine Windgeschwindigkeit im Bereich zwischen 0.2 m/s und 3.2 m/s (siehe Tab. 5-1), die zu einer erhöhten Wärmeverlustleistung des Kollektors und somit zu einer Reduktion der Absorbertemperatur gegenüber Windstille führt. Die Beziehung (5-1) ist daher nicht geeignet, die maximale Stillstandtemperatur des Kollektors bei einer solaren Einstrahlung von 1000 W/m^2 und einer Umgebungstemperatur von 32°C zu berechnen.

Eine Abnahme der Windgeschwindigkeit bewirkt einen Anstieg der Plattentemperatur T_p und ein Absinken des Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten U . Die Wärmeverlustleistung bleibt bei diesem Korrekturschritt konstant. Sie wird vom Energiegewinn $E_{G\downarrow}(\tau\alpha)_e$ ausgeglichen (vgl. Gleichung (2-23) und Kapitel 2.3.2). Die Veränderungen der Plattentemperatur und des Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten sind in Tab. 5-2 für jeden Meßpunkt dargestellt. Aus den mit Wind gemessener und auf Windstille korrigierten Werten lassen sich gemäß der Gleichungen (5-2) und (5-3) die Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten angeben:

$$(5-2) \quad \text{mit Wind} \quad U = 0.0302 (T_p - T_a) + 3.88$$

$$(5-3) \quad \text{ohne Wind} \quad U = 0.0275 (T_p - T_a) + 3.31$$

Diese Werte stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit von 10% mit den von Schroer (1977) gemessenen überein.

Gemessene und korrigierte Daten der Abhängigkeit des Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten von der Temperaturdifferenz Absorber - Umgebung sind in Abb. 5-2 dargestellt.

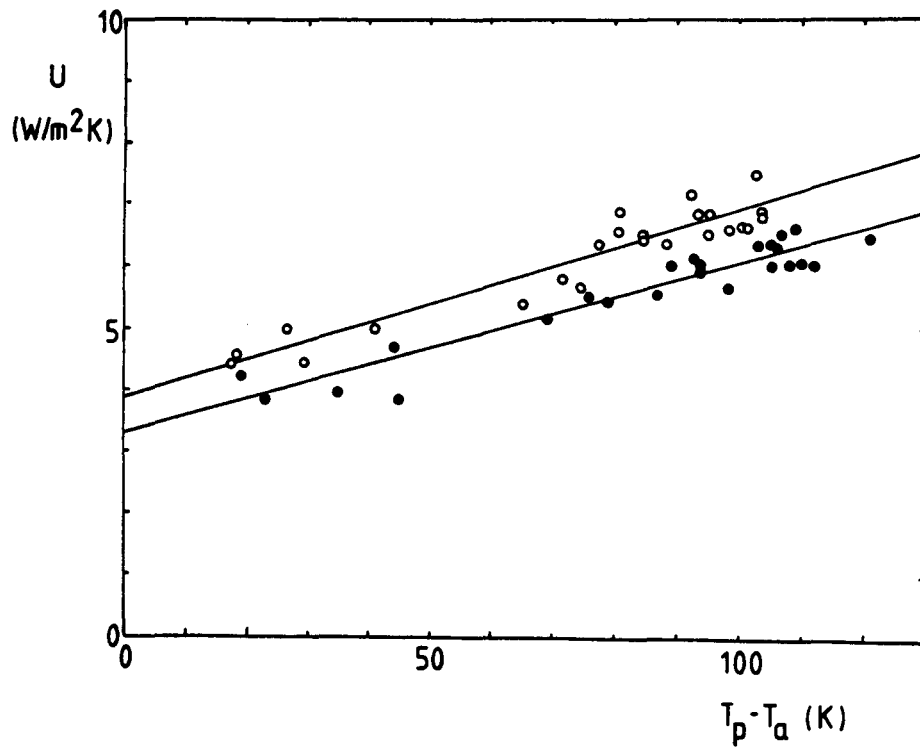


Abb. 5-2 Abhängigkeit des Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten von der Temperaturdifferenz Absorber - Umgebung.
(o gemessene Daten, • auf Windstille korrigierte Daten)

Tab. 5-2 Gemessene (W) und auf Windstille (o) korrigierte Werte der Temperaturdifferenz ($T_p - T_a$), und des Gesamtwärmedurchgangskoeffizienten U sowie der effektive Transmissions-Absorptionsfaktor $(\tau\alpha)_e$

Datum	MEZ	E_G	$(T_{p,W} - T_a)$	$(T_{p,o} - T_a)$	U_W	U_o	$(\tau\alpha)_e$
19. 8.	13.30	954	102.6	121.0	7.51	6.49	0.808
20. 8.	13.00	898	103.7	109.0	6.94	6.64	0.801
21. 8.	12.45	805	95.0	105.0	6.58	6.02	0.776
22. 8.	12.40	832	98.2	103.0	6.66	6.39	0.786
23. 8.	12.30	298	41.0	44.0	5.00	4.71	0.688
24. 8.	13.20	858	100.3	106.0	6.63	6.32	0.775
24. 8.	14.20	732	88.4	93.0	6.40	6.12	0.773
5. 9.	13.00	895	103.3	107.0	6.76	6.55	0.780
7. 9.	11.40	114	17.6	19.0	4.47	4.27	0.688
28. 9.	14.00	123	18.4	23.0	4.60	3.84	0.688
2. 10.	14.50	552	71.8	76.0	5.80	5.52	0.754
6. 10.	10.00	193	26.7	35.0	4.97	3.98	0.688
9. 10.	13.30	718	84.3	94.0	6.55	5.96	0.769
10. 10.	15.30	500	65.0	69.0	5.44	5.17	0.707
11. 10.	12.05	700	81.0	94.0	6.87	6.03	0.795
11. 10.	12.45	831	92.3	105.5	7.18	6.38	0.798
11. 10.	14.20	700	80.4	89.0	6.62	6.05	0.760
11. 10.	14.50	578	74.4	79.0	5.74	5.45	0.739
12. 10.	11.45	840	95.2	112.0	6.93	6.01	0.785
12. 10.	13.00	805	93.8	108.0	6.87	6.07	0.801
12. 10.	14.10	700	85.0	98.0	6.44	5.69	0.782
12. 10.	14.30	613	77.3	87.0	6.19	5.59	0.781
12. 10.	16.40	193	29.3	35.0	4.43	3.84	0.673
14. 10.	12.00	840	101.0	110.0	6.56	6.09	0.789

E_G in W/m^2 ; $T_p - T_a$ in K; U in W/m^2K

Die Abhängigkeit der auf Windstille korrigierten Temperaturdifferenz Absorber - Umgebung von der solaren Einstrahlung läßt sich aus der oberen Kurve der Abb. 5-1 durch ein Polynom 2-ten Grades nach Gleichung (5-4) beschreiben:

$$(5-4) \quad (T_p - T_a) = 2.9 + 0.156E_{G\downarrow} - 3.8 \cdot 10^{-5}E_{G\downarrow}^2$$

Ein Vergleich der Gleichungen (5-1) und (5-4) zeigt, daß durch die Ausschaltung des Windeinflusses unter Konstanthaltung aller anderen meteorologischen Bedingungen die mittlere Absorbertemperatur um 12 Grad auf 153°C ansteigt.

Die Stillstandtemperatur wird neben dem Wind aber auch von dem Anteil der diffusen Strahlung an der Globalstrahlung beeinflusst, da der Energiegewinn der Absorberplatte über das Transmissions-Absorptionsprodukt vom Diffusanteil und Einfallswinkel der Solarstrahlung abhängt (Abb. 2-6). Die Modellrechnungen von Ramsey et al. (1975) ermöglichen eine Bestimmung des Transmissions-Absorptionsvermögens für jeden beliebigen Diffusanteil und Einfallswinkel der Solarstrahlung. Für den direkten Anteil der Solarstrahlung ($E_{D\downarrow}$) wird das Transmissions-Absorptionsvermögen bei senkrechtem Einfall in die Kollektorebene maximal.

Der Diffusanteil der Solarstrahlung liegt selbst an klaren Sommertagen nicht unter 10% (vgl. Tab. 5-1, 19.8.). Insgesamt wird die maximale Stillstandtemperatur bei Windstille, einer Umgebungstemperatur von 32°C und senkrechtem Einfall einer Solarstrahlung von 1000 W/m² mit 10% Diffusanteil erreicht.

Sie beläuft sich (berechnet nach Gleichung (2-27), die Konstanten k'_0 und k'_1 entnimmt man Gleichung (5-3), die Werte $(\tau\alpha)_e^d$ sowie $(\tau\alpha)_e^b$ der Abb 2-6) unter diesen Bedingungen auf 155°C .

Dieser Wert bezieht sich auf die Mitteltemperatur, die aus den Messungen im oberen und unteren Drittel der Absorberfläche gewonnen wurde. Zwischen den beiden Temperaturfühlern trat eine maximale Temperaturspreizung von 7 K während der Messung auf.

Insgesamt wird also an keinem Punkt der Absorberfläche der Wert für die Temperatur 160°C überschreiten.

Bei den Betrachtungen ist der Einfluß der Gegenstrahlung vernachlässigt worden. Auch sie kann die Energieströme im Kollektor beeinflussen, wie Pohl (1978) bei Messungen der Wärmeverlustleistung unter sternklarem und bedecktem (nebligem) Nachthimmel ermittelt hat. Diese Änderung der Wärmeverlustleistung auf Grund variierender atmosphärischer Gegenstrahlung in der Nacht wurde jedoch tagsüber nie beobachtet. Dies liegt an der Korrelation der atmosphärischen Gegenstrahlung mit dem Diffusanteil der Solarstrahlung.

Für den nach unten aus einer isothermen Wolke gerichteten Strahlungsstrom gilt nach Schmetz (1977):

$$(5-5) \quad E_{L\downarrow}(z) = E_{L\downarrow}(0) (1 - \epsilon) + \epsilon \sigma T_w^4$$

(z =geometrische Wolkendicke, $E_{L\downarrow}(0)$ =Strahlungsflußdichte am Wolkenoberrand in die Wolke,
 T_w =Wolkentemperatur)

Der aus der Wolke heraustretende Strahlungsstrom ist also von der thermischen Schichtung der Atmosphäre über die Strahlungsflußdichte $E_{L\downarrow}(0)$ und die Wolkentemperatur T_w abhängig. Die thermische Schichtung ist gut über die Umgebungs- (Hütten-) Temperatur zu parametrisieren. Durch die Normierung nach Gleichung (5-6) werden die diurnalen und saisonalen Schwankungen der atmosphärischen Gegenstrahlung mit der thermischen Schichtung nahezu ausgeschaltet.

$$(5-6) \quad \epsilon' = \frac{E_{L\downarrow}(z)}{T_a^4}$$

Das Ergebnis einer Korrelationsrechnung vom Diffusanteil der Solarstrahlung mit der Größe ϵ' zeigt die Abb. 5-3. Für die Regressionsgerade der Abb. 5-3 gilt:

$$(5-7) \quad \frac{E_{L\downarrow}(0)}{T_a^4} = 0.765 + 0.167 \frac{E_{d\downarrow}}{E_{G\downarrow}}$$

Die auf die Umgebungstemperatur normierte Gegenstrahlung steigt also mit dem Diffusanteil der Solarstrahlung an.

Bei hoher Gegenstrahlung werden demnach zwar die Strahlungsverluste des Absorbers vermindert, durch den höheren Diffusanteil wird jedoch auch der Energiegewinn des Kollektors - und damit auch seine Stillstandtemperatur - verkleinert.

Die Gegenläufigkeit dieser beiden Effekte kann bedeuten, daß der Einfluß der Gegenstrahlung auf die Stillstandtemperatur klein ist. Eingehende Untersuchungen zu diesem Problem fehlen jedoch noch.

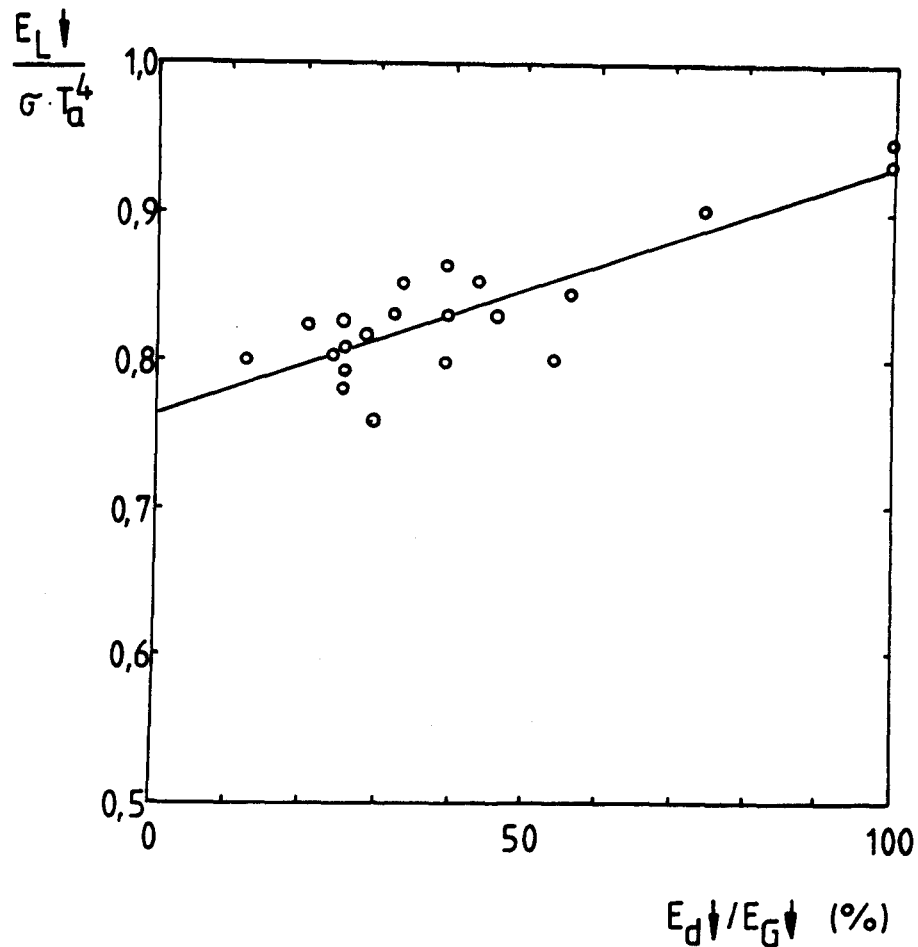


Abb. 5-3 Abhängigkeit der normierten Gegenstrahlung vom Diffusanteil der Solarstrahlung.

Der Nachteil der in dieser Arbeit gewählten Methode zur Bestimmung der Stillstandtemperatur besteht im wesentlichen darin, daß die theoretischen Modelle für die durchzuführenden Korrekturen auf Windstille, Diffusanteil und Einfallswinkel der Solarstrahlung nicht gleichermaßen auf alle Kollektortypen angewendet werden können. Derartige Modelle sind für den untersuchten Kollektortyp noch relativ einfach aufzustellen, sie werden aber bei anderen Bauarten (Mehrscheibenabdeckung, Röhrenabsorber) schnell

kompliziert und müssen auf jeden Kollektor neu angepaßt werden.

Die empirische Bestimmung der Einflüsse jedes einzelnen meteorologischen Parameters war jedoch auf Grund der beschränkten Datenmenge nicht möglich. Neben dem häufigen Ausfall der Datenerfassungsanlage schränkte das strenge Auswahlkriterium für einen Meßpunkt die Datenzahl ebenfalls ein. Außer der Konstanz der Absorbertemperatur über ca. 10 min muß auch gewährleistet sein, daß die Einstrahlung in diesem Zeitraum um weniger als 10% schwankt. Alle Meßpunkte (o) der Abb. 5-4 sind unter solchen Kriterien aufgenommen worden. Die mit (•) gekennzeichneten Punkte zeigen die Abweichungen, die sich ergeben, wenn man Meßpunkte berücksichtigt, bei denen zwar die Absorbertemperatur konstant war, gleichzeitig aber die Einstrahlung starken Schwankungen unterlag.

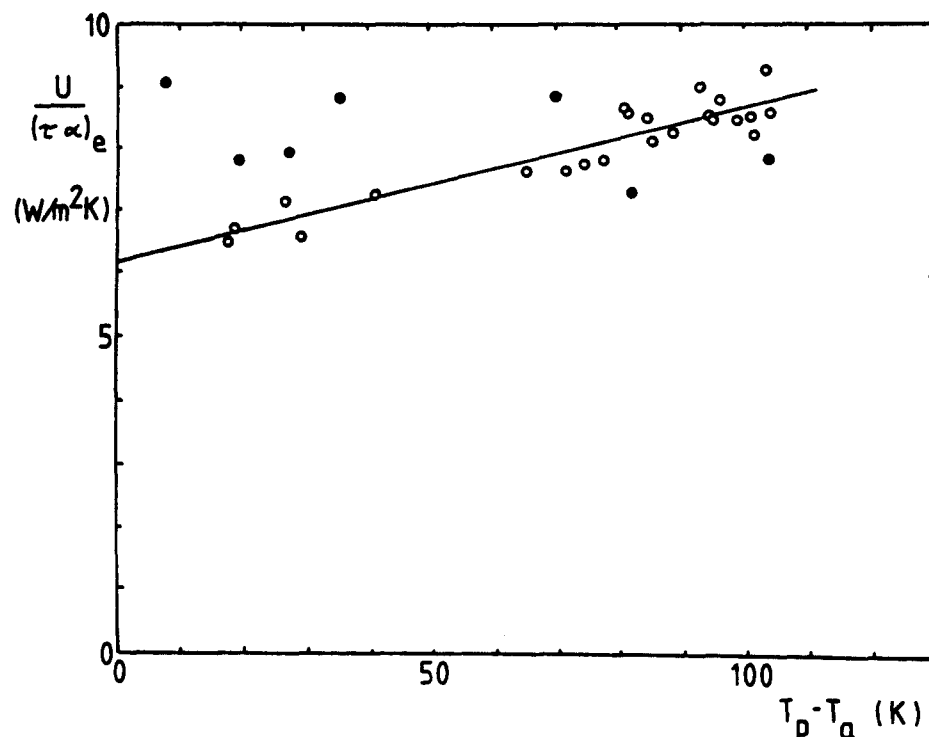


Abb. 5-4 Abhängigkeit des gemessenen Quotienten $U/(\tau \alpha)_e$ von der Temperaturdifferenz Absorber - Umgebung.

Insgesamt ist es also mit dieser Methode gelungen, die maximale Stillstandtemperatur eines Einscheiben-Flachkollektors zu bestimmen. Darüberhinaus bietet sich aber auch die Möglichkeit, die Wärmeverluste in Abhängigkeit der verschiedenen meteorologischen Bedingungen zu messen.

Mit der von Dittes und Goettling (1978) angegebenen Beziehung (2-22)

$$E_{G\downarrow} = C(T_P - T_a)^{4/3}$$

ist schon für wenige Meßpunkte bei einer Einstrahlungsstärke $E_{G\downarrow}$ die Stillstandtemperatur T_P für die beim Meßzeitpunkt herrschende Windgeschwindigkeit bei einer Bestrahlungsstärke von 1000 W/m^2 und einer Umgebungstemperatur von 32°C abzuschätzen. Aus den Meßwerten der Tab. 5-1 wurden für die Konstante C die Werte

$$C = 1.91 \quad \text{mit Wind}$$

$$C = 1.67 \quad \text{ohne Wind}$$

berechnet. Beide Extrapolationen stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit der Absorbertemperatur von 1 K mit den aus den Gleichungen (5-1) und (5-4) berechneten Temperaturen überein.

6. Ergebnisse und Diskussion des Strahlungs- und Wärmehaushalts

Für die Strahlungs- und Wärmehaushaltsuntersuchungen wurden drei von der meteorologischen Situation unterschiedliche Tage ausgewählt.

6.1 Wetterlage

Am 19.8.1978 lag Westdeutschland im Einflußbereich eines Hochdruckgebietes, das sich über Mitteleuropa bis nach Berlin erstreckte. Fast den ganzen Tag über war der Himmel wolkenfrei, lediglich gegen 14.30 Uhr wurden für kurze Zeit 3/10 Cu hum und Ci beobachtet.

Am 10.9.1978 reichte eine stark ausgeprägte Frontalzone von Nordamerika über den Nordatlantik bis nach Europa. Sie weist nur flache Keile und Tröge auf, die mit hoher Geschwindigkeit ostwärts wandern und das Wetter wechselhaft gestalten. Es wurden folgende Bewölkungsgrade beobachtet:

7.34 Uhr 9/10 Ci und Cs

14.34 Uhr 10/10 Sc

21.34 Uhr 9/10 Sc und Ac

Am 15.10.1978 lag über den südlichen Teilen von Mitteleuropa eine Hochdruckzone. Jedoch zog im Laufe des Tages ein schwach ausgeprägtes Tiefdruckgebiet von den Britischen Inseln nach Nordosten ab. Anschließend setzte sich frische Meeresluft subpolaren Ursprungs zunächst in den nördlichen, später in den südlichen Teilen Deutschlands durch. Damit verbunden wurde eine Niederschlagshöhe von 9.7 mm gemessen. Der

Bewölkungsgrad betrug um 7.34 Uhr 5/10 Cu und Sc

14.34 Uhr 5/10 Cu cong

21.34 Uhr 10/10 Cu und Sc

6.2 Strahlungshaushalt

Für die Untersuchungen des Strahlungshaushaltes werden die Komponenten E_G^\downarrow , E_r^\uparrow , E_L^\downarrow und E_L^\uparrow der Strahlungsbilanz E^x sowie der zeitliche Verlauf der Albedo $E_r^\uparrow/E_G^\downarrow$ an diesen drei unterschiedlichen Tagen betrachtet. Die Ergebnisse sind in den Abb. 6-1 bis 6-6 wiedergegeben.

Ausschlaggebend für die Erwärmung des Erdbodens ist die Strahlungsbilanz E^x an seiner Oberfläche. An allen Tagen ist die Strahlungsbilanz für den Spektralbereich größer als $3 \mu\text{m}$ im gesamten Tagesverlauf negativ. Dieser Auskühlung des Erdbodens steht jedoch während der Tagesstunden eine Erwärmung durch eine positive Strahlungsbilanz für den Spektralbereich von $0.3 \mu\text{m}$ bis $3 \mu\text{m}$ entgegen. Die Größe dieser Strahlungsbilanzen ist abhängig vom Bedeckungsgrad und der Art der Bewölkung. Die thermische Strahlung der klaren Atmosphäre ist im wesentlichen eine Funktion der Wasserdampf-, Kohlendioxid- und Ozonkonzentration. Das Verteilungsprofil dieser Gase und die thermische Schichtung in der Atmosphäre bestimmen die Gegenstrahlung. Bewölkung erhöht die Gegenstrahlung im Bereich des "atmosphärischen Fensters".

Am 19.8. sinkt die Gegenstrahlung auf Grund fehlender Bewölkung (Kapitel 6.1 und Abb. 6-1) auf Werte kleiner als 300 W/m^2 ab. Der Erdboden kühlt in dieser Zeit kräftig aus, wohingegen in der Nacht zum 10.9. durch erhöhte Gegenstrahlung (ca. 370 W/m^2) bis 3 Uhr morgens die Abkühlung des Bodens vermindert wurde (Abb. 6-3). Im weiteren Tagesverlauf nehmen jeweils die Strahlungsströme E_L^\downarrow und E_L^\uparrow in Folge solarer Erwärmung zu.

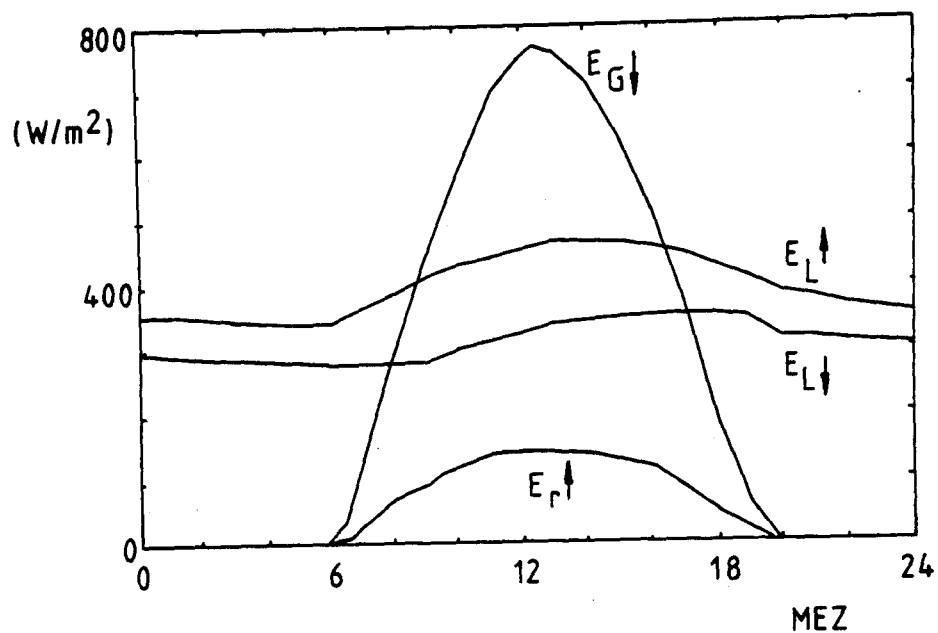


Abb. 6-1 Tagesgang des Strahlungshaushaltes vom 19.8.1978.
 ($E_{G\downarrow}$ =Globalstrahlung, $E_{L\downarrow}$ =Gegenstrahlung,
 $E_{r\uparrow}$ =reflektierte Globalstrahlung, $E_{L\uparrow}$ =thermische
 Strahlung des Erdbodens)

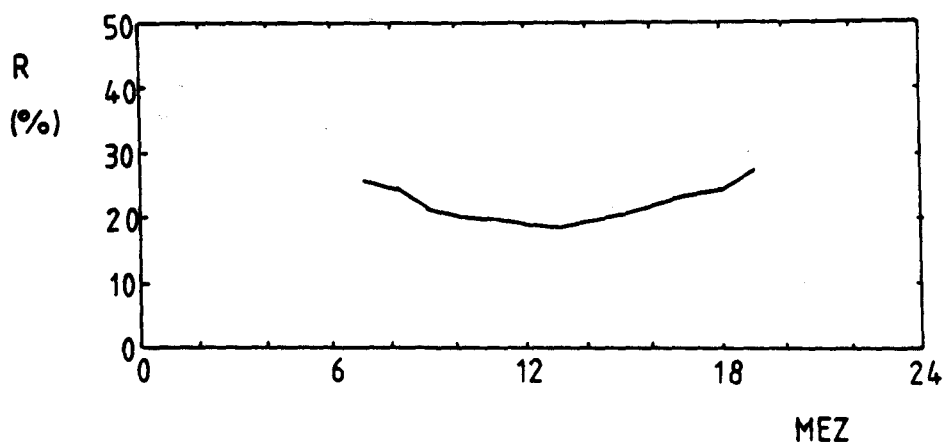


Abb. 6-2 Tagesgang der Albedo R vom 19.8.1978.

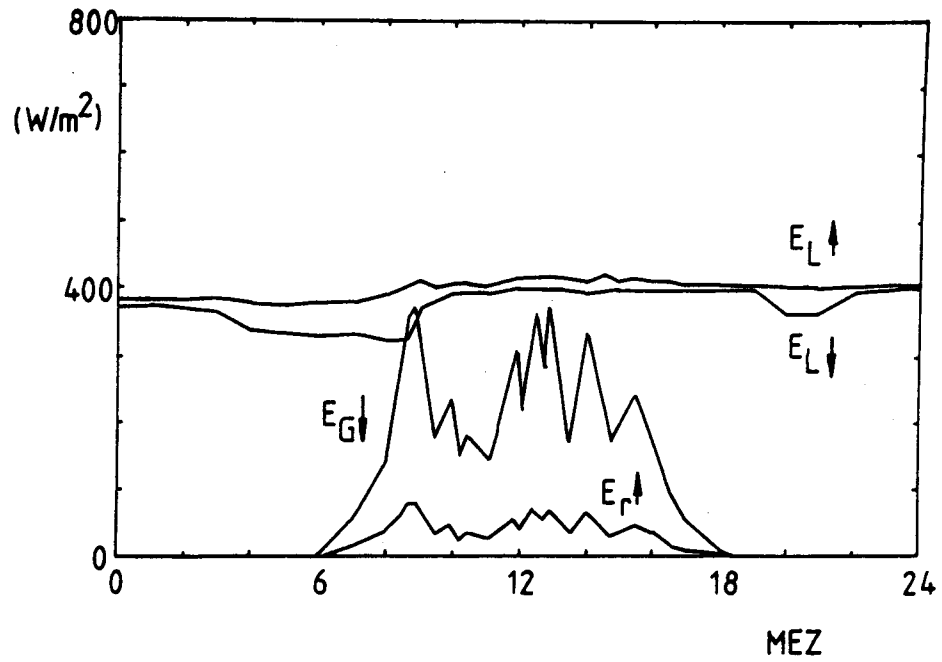


Abb. 6-3 Tagesgang des Strahlungshaushaltes vom 10.9.1978 .

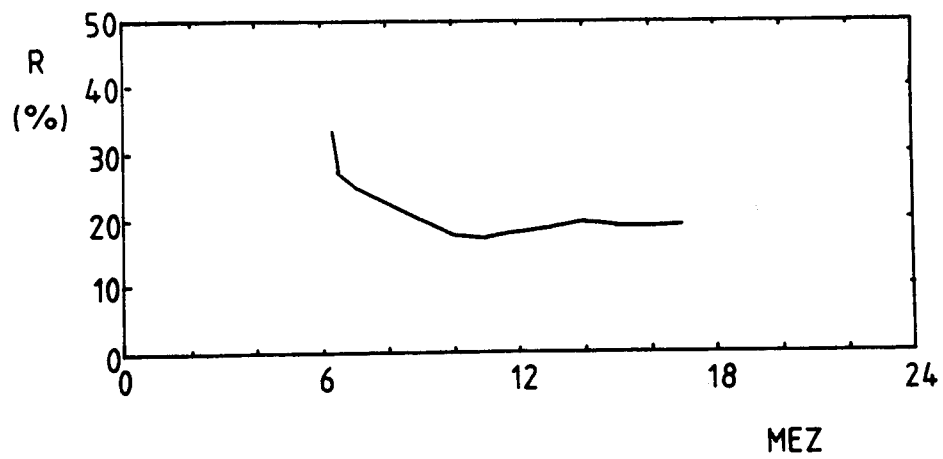


Abb. 6-4 Tagesgang der Albedo R vom 10.9.1978 .

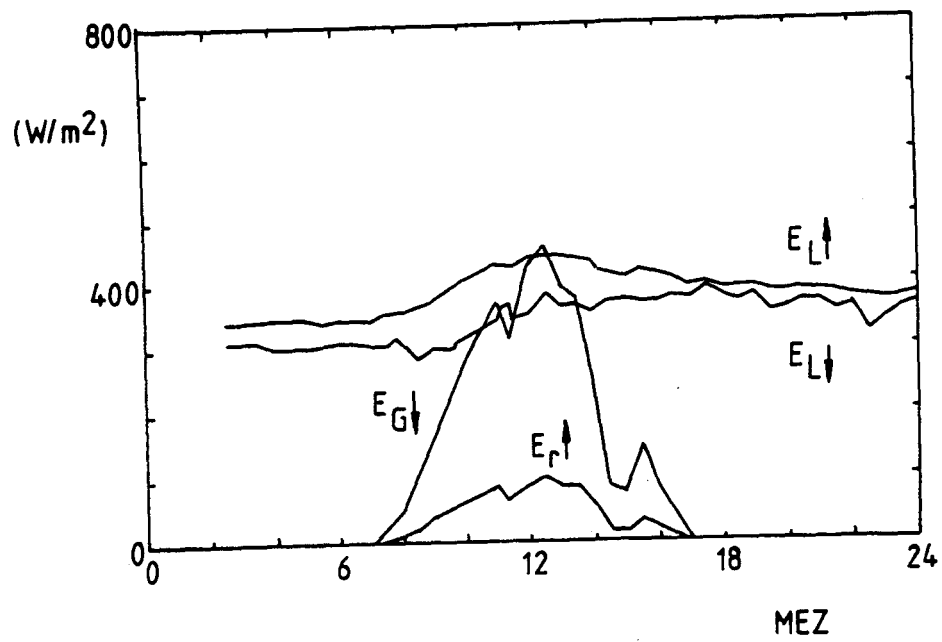


Abb. 6-5 Tagesgang des Strahlungshaushaltes vom 15.10.1978

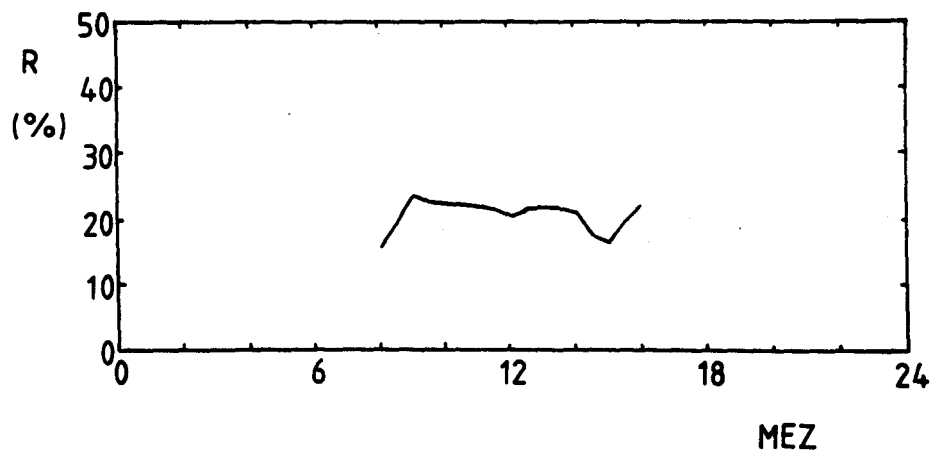


Abb. 6-6 Tagesgang der Albedo R vom 15.10.1978

Die beiden Phänomene - Bewölkungsgrad und solare Strahlungsbilanz - erklären die Unterschiede in der langwelligen Bilanz vom 19.8. zum 10.9.. Der Tagesgang des Strahlungshaushaltes am 15.10. ist eine Mischung der oben beschriebenen "Wettertypen" (Abb. 6-5). Eine negative Strahlungsbilanz von 40 W/m^2 (für den Spektralbereich größer $3 \mu\text{m}$) kurz vor Sonnenaufgang vergrößert sich durch die mit der rasch ansteigenden Globalstrahlung verbundene Erwärmung der Erdoberfläche auf ca. 80 W/m^2 um 14 MEZ ähnlich wie am 19.8.. Mit der später auftretenden Bewölkung ist eine Zunahme der Gegenstrahlung sowie eine schnelle Abnahme der Emission von Wärmestrahlung des Erdbodens verbunden. Die negative Strahlungsbilanz nimmt wieder ab.

Die Albedo ist neben dem Einfallswinkel vor allem vom Diffusanteil der Solarstrahlung abhängig (Kondratyev, 1969). Bei ausschließlich direkter Strahlung ergibt sich ein ausgeprägter Tagesgang der Albedo. Ist zusätzlich zur direkten noch diffuse Strahlung vorhanden, so sinkt die Albedo, ihr Tagesgang wird flacher, da sie für diffuse Strahlung nur schwach von der Sonnenhöhe abhängig und kleiner ist als für die direkte Strahlung.

Der Tagesgang der Albedo ist daher am 19.8. - ein Tag mit sehr geringem Diffusanteil an der Globalstrahlung - gut ausgeprägt (Abb. 6-2). An den beiden übrigen Tagen (Abb. 6-4 und Abb. 6-6) ist der Diffusanteil bedeutend höher und damit der Tagesgang der Albedo abgeschwächt.

6.3 Der Einfluß der Orientierung des Kollektors auf seinen Energiehaushalt

Die von einem Kollektor aufgenommene und in Wärme umgewandelte Solarstrahlung ist von seiner Orientierung abhängig. Für die Tage, an denen der Strahlungshaushalt berechnet wurde, sind in Tab. 6-1 die Tagessummen der Globalstrahlung, der diffusen Himmelsstrahlung und der mit einem unter 50° gegen die Horizontale nach Süden geneigten Pyranometer gemessenen Strahlung wiedergegeben.

Tab. 6-1 Tagessummen der Globalstrahlung und diffusen Strahlung

Tag	$\Sigma E_{G\downarrow H}$	$\Sigma E_{G\downarrow}$	$\Sigma E_{d\downarrow}$
19. 8.	5538	6515	775
10. 9.	2169	2004	2095
15.10.	2146	3587	1298

$E_{G\downarrow H}$ =Globalstrahlung (horizontal); $E_{G\downarrow}$ =Strahlung auf eine nach Süden orientierte, 50° gegen die Horizontale geneigte Fläche; $E_{d\downarrow}$ =diffuse Strahlung. Angaben in W/m^2

Die Orientierung des Kollektors nach Süden hat vor allem bei niedrigen Sonnenhöhen (15.10.) gegenüber der horizontalen Aufstellung Vorteile. Bei hohem Bedeckungsgrad (10.9.) wird durch die von der Horizontale abweichende Installation des Kollektors dagegen eine Verminderung des Energieangebotes bewirkt.

6.4 Wärmehaushalt

Für die Berechnung des Wärmehaushaltes der Erdoberfläche wurde zunächst die Strahlungsbilanz E^x aus dem Strahlungshaushalt bestimmt. Die zur Auswertung des Bodenwärmestroms benötigten Bodenkonstanten betrugen:

Bodendichte	$\rho_B = 2.2 \text{ g/cm}^3$
spezifische Wärme	$c_B = 0.75 \text{ J/g } ^\circ\text{C}$
Temperaturleitfähigkeit bei 20 cm Tiefe	$a = 0.64 \text{ cm}^2/\text{s}$
Wärmeleitfähigkeit bei 20 cm Tiefe	$\lambda = 1.05 \text{ J/cm } ^\circ\text{C s}$

Die in der Sverdrup-Methode (Kapitel 3.5.1) benötigten Gradienten der Feucht- und Trockentemperatur wurden aus den Meßwerten, der in 50 cm und 2 m Höhe installierten Psychrometer gewonnen. Daraus ergab sich der Austauschkoefizient für die Höhe 1.08 m.

Die Ergebnisse für den Wärmehaushalt sind in den Abb. 6-7 bis Abb. 6-12 dargestellt.

Der Tagesgang vom 19.8. ist durch folgende Merkmale gekennzeichnet: nachts sind die Energieströme zeitlich konstant; die Bewölkung ist einheitlich; tagsüber ist der Verlauf der in Abb. 6-7 gezeigten Energieströme sinusförmig und symmetrisch zur lokalen Ortszeit von 12.00 Uhr (12.34 MEZ).

Die stark ansteigende Strahlungsbilanz setzt rasch hohe Energietransporte in Gang. Kurz nach Sonnenaufgang fließt Wärme in den Boden, eine Stunde später nehmen daraufhin auch der fühlbare und latente Wärmestrom sehr stark zu, der Bodenwärmestrom verringert sich und wächst erst wieder, wenn der latente Wärmestrom stagniert (Abb. 6-7 und Abb. 6-11).

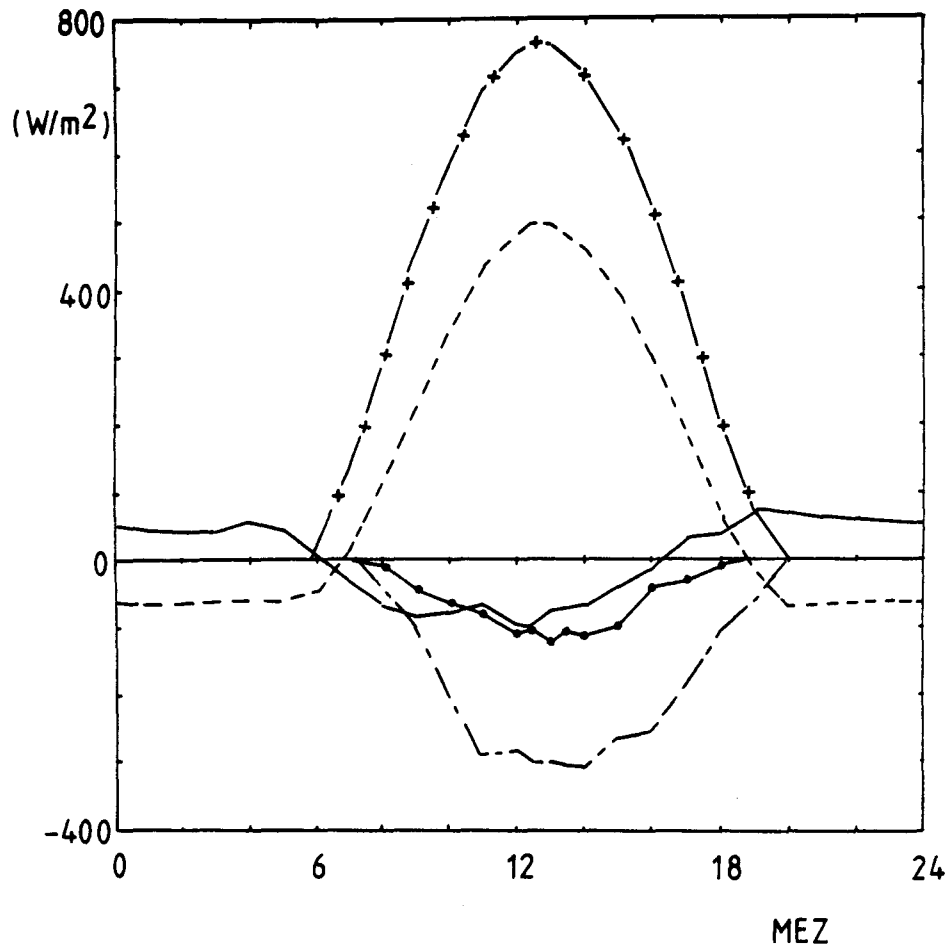


Abb. 6-7 Tagesgänge der Energieströme in der Energiehaushaltsgleichung für den Erdboden vom 19.8.1978.

+--+ Globalstrahlung, --- Strahlungsbilanz,
 — Bodenwärmestrom, -o- sensibler Wärmestrom,
 — — — latenter Wärmestrom

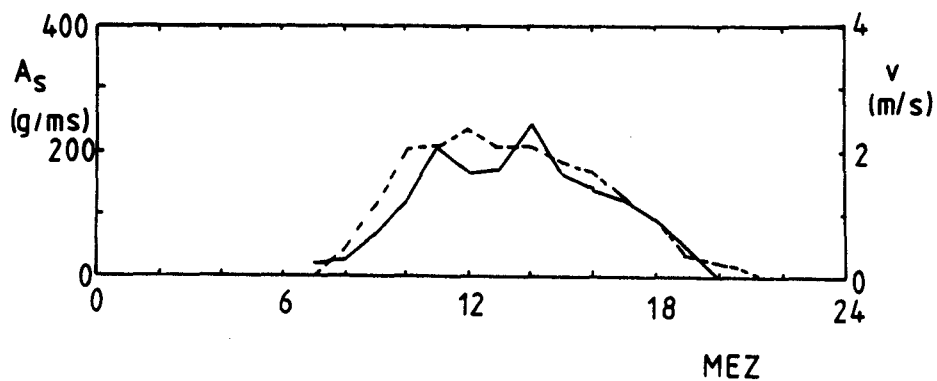


Abb. 6-8 Tagesgang der Windgeschwindigkeit und des Austauschkoefizienten vom 19.8.1978.

--- Windgeschwindigkeit, — Austauschkoefizient

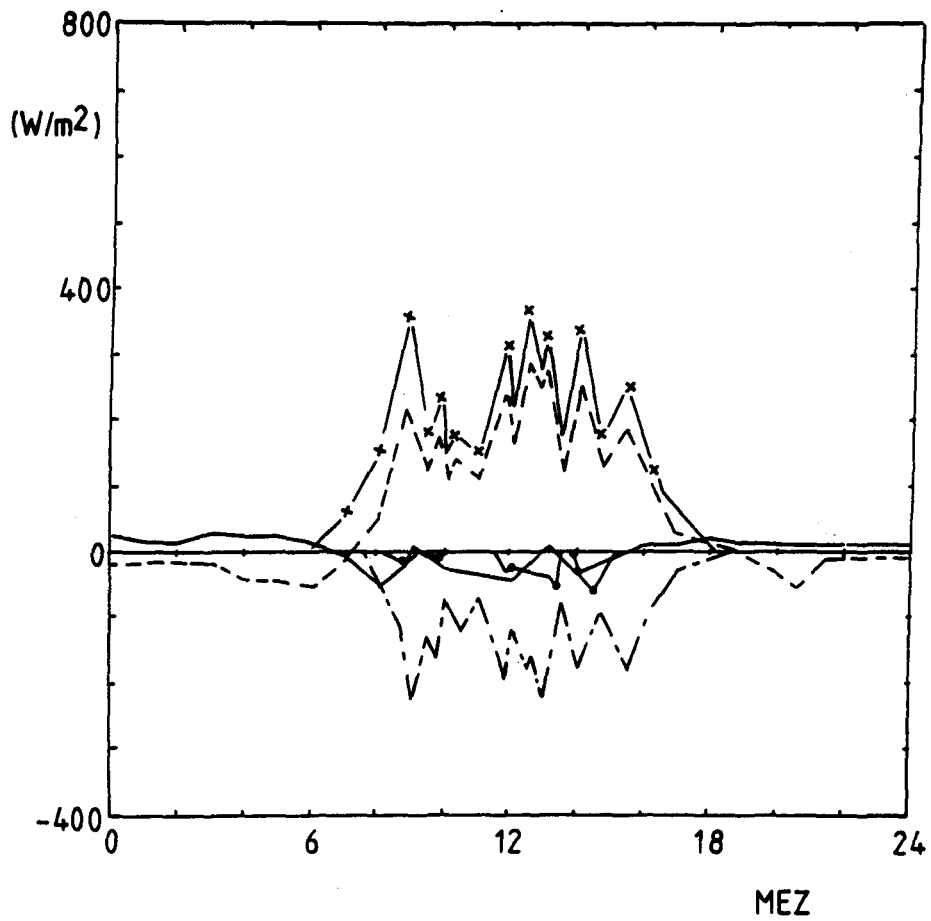


Abb. 6-9 Tagesgänge der Energieströme in der Energiehaushaltsgleichung für den Erdboden vom 10.9. 1978.
 +-+ Globalstrahlung, --- Strahlungsbilanz, — Bodenwärmestrom, -o- sensibler-, — - — latenter Wärmestrom

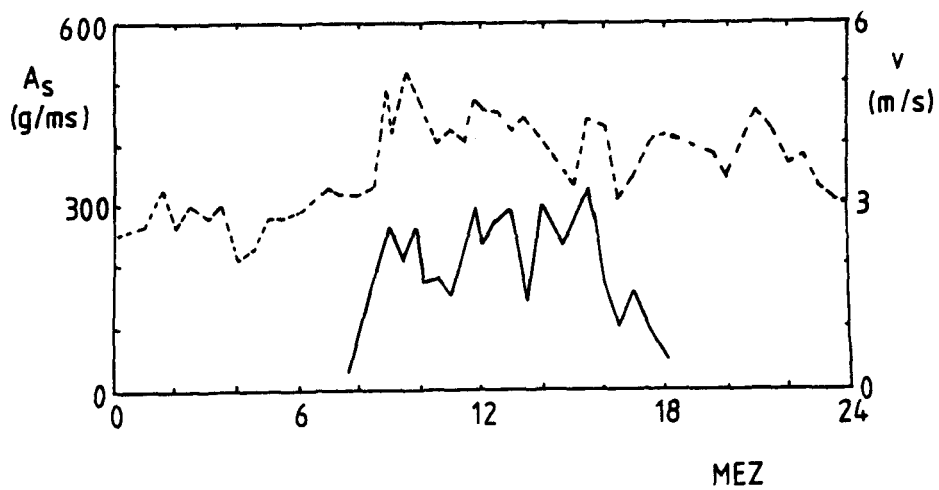


Abb. 6-10 Tagesgang der Windgeschwindigkeit und des Austauschkoefizienten vom 10.9.1978.
 --- Windgeschwindigkeit, — Austauschkoefizient

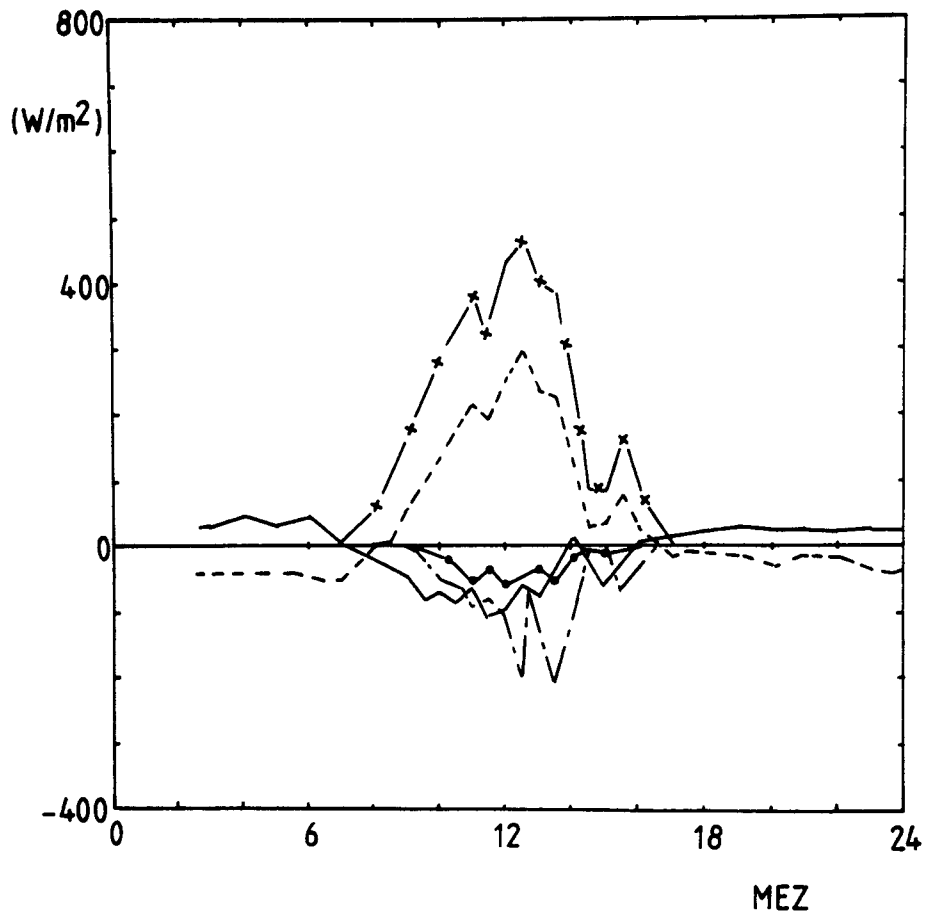


Abb. 6-11 Tagesgänge der Energieströme in der Energiehaushaltsgleichung für den Erdboden vom 15.10.1978.

+--+ Globalstrahlung, --- Strahlungsbilanz,
 — Bodenwärmestrom, -o- sensibler Wärmestrom,
 - - - latenter Wärmestrom

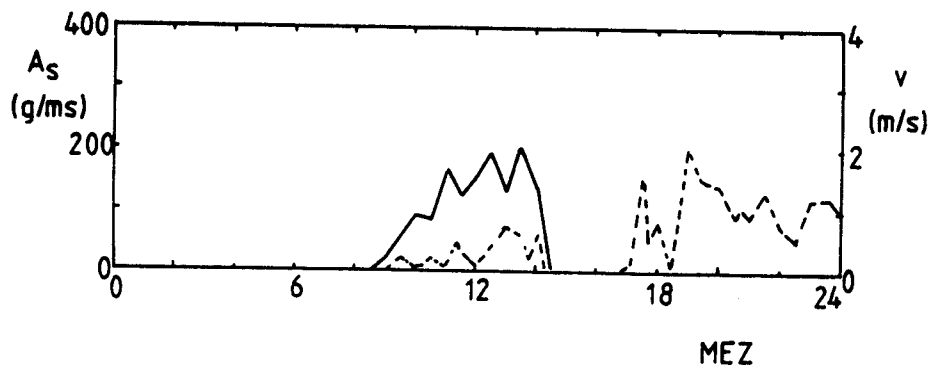


Abb. 6-12 Tagesgang der Windgeschwindigkeit und des Austauschkoeffizienten vom 15.10.1978.

--- Windgeschwindigkeit, — Austauschkoeffizient

Der Verlauf der Wärmeströme hängt eng mit dem Verlauf des Austauschkoeffizienten zusammen. Ein hoher Austauschkoeffizient sorgt dafür, daß die Strahlungsbilanz zunächst hauptsächlich in sensible und latente Wärme umgesetzt wird, während der Bodenwärmestrom klein bleibt. Erst wenn der Austauschkoeffizient wieder sinkt, wächst der Bodenwärmestrom an (Häckel et al., 1970). Dies ist u.a. für den Zeitraum von 9.00 Uhr bis 12.00 Uhr in Abb. 6-9 zu erkennen.

Der Austauschkoeffizient ist neben der Windgeschwindigkeit auch von der Schichtung der Atmosphäre abhängig. Für eine diabatisch geschichtete Atmosphäre gilt für den Austauschkoeffizienten in der Höhe z_1 nach Kraus (1967) der folgende Ansatz:

$$(6-1) \quad A_S(z_1) = \rho \kappa^2 \frac{z_1}{\ln \frac{z_2}{z_0}} u(z_2) \phi\left(\frac{z}{L_*}\right)$$

(A_S =Austauschkoeffizient)

Durch die dimensionslose Funktion $\phi\left(\frac{z}{L_*}\right)$ wird über den Parameter L_* (Kapitel 3.5.2.2.a) die Schichtung der Atmosphäre berücksichtigt. Es gilt weiter die Proportionalität

$$(6-2) \quad \frac{z}{L_*} \sim \frac{L}{u_*^3}$$

Im diabatischen Fall bestimmt die thermische Konvektion - über den sensiblen Wärmefluß L - und die dynamisch erzeugte Konvektion - über die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* , die sich bei labiler Schichtung gleichsinnig wie die Windgeschwindigkeit ändert - den Austauschkoeffizienten.

Ein Anstieg der Windgeschwindigkeit bei kurzzeitig konstantem Wärmefluß ist mit einem Absinken des Austauschkoeffizienten gekoppelt. Der Gegensatz großer sensibler Wärmeflüsse und kleiner Windgeschwindigkeit (19.8.) sowie kleiner Wärmeflüsse mit höheren Windgeschwindigkeiten (10.9.) ist aus den Abb. 6-7 und 6-9 zu ersehen.

Das Verhältnis aus über dem Tag summiertem fühlbarem zu latentem Wärmestrom nennt man Bowen-Verhältnis. Je nach Untergrund schwankt das Bowen-Verhältnis im Bereich von 0.03 bis 3.3. Diese extremen Werte wurden von Tajchman (1967) über einem Luzernefeld - diese Pflanzen wurzeln sehr tief, sie haben viele Stomata und kaum einen Widerstand gegen den Wassertransport (Hodgkinson, 1974) - und Häckel et al. (1970) auf dem spärlich bewachsenen Boden der Alp Chukhung im Himalaya gemessen. Für den 19.8. ergab sich ein Bowen-Verhältnis von 0.31. Am 15.10. wurden 0.39 erreicht; es waren längere Zeit keine Niederschläge mehr gefallen (14 Tage). Diese Werte stimmen mit denjenigen, die für ebenfalls feuchte Wiesen bei München (Berz, 1969) und Quickborn (Baumgartner, 1955) gemessen wurden, überein.

7. Zusammenstellung der meteorologischen Einflüsse auf die Stillstandtemperatur

Die Stillstandtemperatur von thermischen Flachkollektoren wird von den meteorologischen Parametern beeinflusst. Eine Abschätzung der Größenordnung jeder dieser Einflüsse kann nur durchgeführt werden, wenn alle anderen Umgebungsparameter jeweils konstant gehalten werden. Als konstante Bezugsgrößen werden die durch den Entwurf zur DIN Norm 4757 festgelegten meteorologischen Bedingungen gewählt. Es wird angenommen, daß dabei die solare Einstrahlung im Bereich von 200 W/m^2 bis 1000 W/m^2 , die Umgebungstemperatur von -10°C bis $+40^\circ\text{C}$, die Windgeschwindigkeit von 0 m/s bis 5 m/s bzw. der Diffusanteil von 10% bis 50% variieren.

7.1 Solare Einstrahlung

Eine Abschätzung des Einflusses der solaren Einstrahlung auf die Leerlauftemperatur ist beispielsweise mit der von Dittes und Goettling (1978) angegebenen Beziehung (2-22) möglich. Bei einer Variation der Einstrahlung von 200 W/m^2 bis 1000 W/m^2 schwankt die Stillstandtemperatur zwischen 68°C und 153°C .

7.2 Umgebungstemperatur

Der Einfluß der Umgebungstemperatur auf den Wirkungsgrad eines Einscheiben-Flachkollektors ist bei Bossel (1977a) dargestellt. Extrapoliert man daraus die Stillstandtemperatur, so steigt sie bei einer Änderung der Umgebungstemperatur von -10°C auf $+40^\circ\text{C}$ von 115°C auf 145°C an.

Nach Gleichung (2-37) entspricht jedoch einem Sprung in der Umgebungstemperatur ein gleichgroßer in der Absorbertemperatur. Die Ursache für die unterschiedliche Abhängigkeit der Absorbertemperatur von der Umgebungstemperatur nach Bossel (1977a) und Gleichung (2-37) kann in der Ungenauigkeit der Extrapolation der Stillstandtemperatur aus den Wirkungsgradkurven (siehe Kapitel 2.3) sowie auch in der Nichtlinearität des Einflusses der Umgebungstemperatur auf Grund der Strahlungsgesetze begründet sein. Der Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Absorbertemperatur liegt demnach zwischen 30 K und 50 K.

7.3 Windgeschwindigkeit

Wind, der über den Kollektor streicht, führt infolge erzwungener Konvektion Wärme vom Kollektor ab. Die Größenordnung des Einflusses der Windgeschwindigkeit auf die Leerlauftemperatur ist vergleichbar mit der der Umgebungstemperatur. Windgeschwindigkeitsänderungen von 0 m/s auf 5 m/s erniedrigen die Absorbertemperatur von 155°C auf ca. 125°C (Abb. 2-7).

7.4 Diffuse Strahlung

Der Einfluß der diffusen Strahlung auf die Stillstandtemperatur ist wesentlich kleiner als der der vorgenannten Größen. Bei konstanten meteorologischen Bedingungen nimmt die Stillstandtemperatur um 5 K ab, wenn der Diffusanteil an der Globalstrahlung von 10% auf 50% ansteigt.

7.5 Atmosphärische Gegenstrahlung

Die atmosphärische Gegenstrahlung beeinflusst die Leerlauf-temperatur des Kollektors vermutlich nur unwesentlich (siehe Kapitel 5. S. 60).

7.6 Berücksichtigung der meteorologischen Einflüsse bei der Bestimmung der Stillstandtemperatur

Die atmosphärische Gegenstrahlung läßt sich aus Messungen der Umgebungstemperaturen mit empirischen Formeln (Robitzsch, 1926; Elsasser, 1942; Loenquist, 1954; Anderson, 1954; Budyko, 1963) berechnen. Häufig verwendet werden die Ansätze von

$$(7-1) \quad \text{Angström (1916)} \quad E_L \downarrow = \sigma T_a^4 (\alpha - \beta 10^{-\gamma e})$$

$$(7-2) \quad \text{Brunt (1932)} \quad E_L \downarrow = \sigma T_a^4 (a + b \sqrt{e})$$

(e=Partialdruck des Wasserdampfes)

Die von den Autoren bestimmten Konstanten α , β , γ , a und b gelten nur lokal begrenzt in den Gebieten, in denen sie gewonnen wurden. Bei Viswanadham (1970) finden sich neu bestimmte Werte dieser Konstanten, die allgemeinere Gültigkeit besitzen. Für eine klare Atmosphäre, für die alle empirischen Formeln abgeleitet wurden, fanden Idso und Jackson (1969) eine Beziehung für die Gegenstrahlung:

$$(7-3) \quad E_L \downarrow = \sigma T_a^4 (1 - c \exp(-d(273 - T_a^2)))$$

Die Konstanten $c=0.261$ und $d=7.77 \cdot 10^{-4}$ sind global anwendbar.

Swinbank (1963) gibt die Formel

$$(7-4) \quad E_L \downarrow = 5.31 \cdot 10^{-13} T_a^6$$

für die Gegenstrahlung an (Angaben T_a in (7-1)-(7-4) in K).

Dabei (und bei den Formeln von Idso und Jackson) wird die hohe Korrelation zwischen Wasserdampfdruck und Temperatur berücksichtigt (Deacon, 1970). Die Ausgangsdaten der empirischen Formeln sind meist Nachtwerte. Deshalb wird die Gegenstrahlung am Tage mit diesen Formeln systematisch zu hoch angegeben (Idso, 1972). Paltridge (1970) hat die tages- und jahreszeitlichen Schwankungen dieser systematischen Fehler untersucht. Er fand Korrekturterme in der Größenordnung von 30 W/m^2 an Sommernachmittagen. Pro Zehntel Bewölkungsgrad erhöht sich die Gegenstrahlung um 6 W/m^2 .

Die Genauigkeit aller Formeln liegt bei 10% (Sellers, 1965). Fehlerquellen sind die Parametrisierung der thermischen Schichtung und des Wasserdampfprofils über die Hütten- (Umgebungs-)temperatur T_a . Eigene Messungen stimmen innerhalb von 20 W/m^2 mit den nach der Swinbank-Formel berechneten Werten überein (Abb. 7-1). Steigt der Diffusanteil über 50%, so weicht auch die Swinbank-Formel immer mehr von der gemessenen Gegenstrahlung ab.

Die solare Einstrahlung, die Umgebungstemperatur, die Windgeschwindigkeit sowie der Diffusanteil der Solarstrahlung können nicht wie die atmosphärische Gegenstrahlung berechnet werden, sondern müssen bei einer Abschätzung der maximalen Stillstandtemperatur gemessen werden.

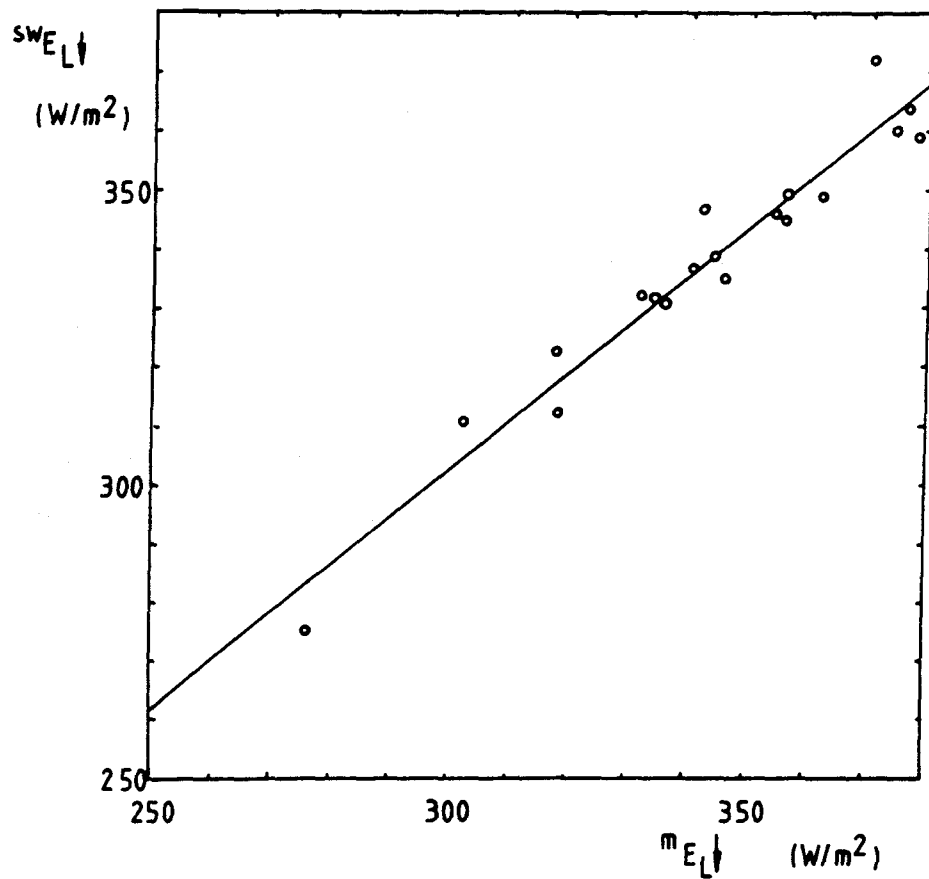


Abb. 7-1 Vergleich der nach der Swinbank-Formel berechneten
mit der gemessenen Gegenstrahlung.

$sw_{E_L \downarrow}$ = Gegenstrahlung berechnet nach Swinbank (1963)

$m_{E_L \downarrow}$ = Gegenstrahlung gemessen.

8. Literaturverzeichnis

- Abel, K., Zwick, A., 1978. Wärmegewinnung durch Sonnenenergie. Solarenergie-Technik, GmbH Düsseldorf, Bild 6, Seite 11.
- Anderson, E.R., 1954. Energy budget studies. Water-loss investigations: Lake Hefner Studies, Technical Report. U.S. Geolog. Surv. Prof. Paper, Washington, 269, 71-119.
- Angström, A., 1916. Über die Gegenstrahlung der Atmosphäre. Met. Zeitschrift 33, 529-538.
- Baumgartner, A., 1956. Untersuchungen über den Wärme- und Wasserhaushalt eines jungen Waldes. Berichte des DWD 5 (28).
- Beckman, W.A., 1974. The Hottel, Whillier, Bliss collector model. Proc. of the workshop on solar collectors for heating and cooling of buildings, New York.
- Beckman, W.A., Bugler, J.W., Cooper, P.I., Duffie, J.A., Dunkle, R.V., Glaser, P.E., Horigome, T., Howe, E.D., Lowland, T.A., van der Mersch, P.L., Page, J.K., Sheridan, N.R., Szokolay, S.V., Ward, G.T., 1978. Units and symbols in solar energy. Solar Energy 21, 65-68.
- Bener, P., 1951. Untersuchungen über die Wirkungsweise des Solarigraphen Moll-Gorczyński. Arch. Met. Geop. Biokl. Serie B, 2, 188-249.
- Berz, G., 1969. Untersuchungen zum Wärmehaushalt der Erdoberfläche und zum bodennahen atmosphärischen Transport. Münchener Universitäts Schriften, Met. Inst., Wissenschaftliche Mitteilungen 16.
- Bliss, R.W.Jr., 1959. The derivations of several "Plate-Efficiency Factors" useful in the design of flat plate solar heat collectors. Solar Energy 3 (4), 55-64.

- Bolle, H.J., Fleischer, R., 1953/54. Der Einfluß der Lupolen Absorption auf die Messung und Registrierung der Ultrarot-Strahlungsströme. Ann. d. Met. 380-381.
- Bossel, U., 1977a. Physikalische Grundlagen zur Berechnung von Flachkollektoren, Teil V. Sonnenenergie 2, 3-7.
- Bossel, U., 1977b. Physikalische Grundlagen zur Berechnung von Flachkollektoren, Teil VI. Sonnenenergie 2, 18-24.
- Bowen, I.S., 1926. The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface. Phys. Review 27, 779-787.
- Brandenburg, G., Halling, H., Lech, G., Ringel, H., 1977. Realtime Basic für MACAMAC (INTEL 8080). Interner Bericht der KFA Jülich, ZEL-500277.
- Brunt, D., 1932. Notes on radiation in the atmosphere. Q. J. Roy. Met. Soc. 58, 389-420.
- BSE, 1978. Usability of solar collectors. A. Solar collector efficiency test. Bundesverband Solarenergie.
- Budyko, M.I., 1963. Atlas Teplogovo balansa. Gidrometeorologicheskoe Izdatel'skoe, Moscow.
- Businger, J.A., Wyngaard, J.C., Izumi, I., Bradley, E.F., 1971. Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. J. Atm. Sci. 28, 181-189.
- Carson, J.E., Moses, H., 1963. The annual and diurnal heat exchange cycles in the upper layers of soil. J. Applied Met. 2, 397-406.
- Däke, C.U., 1972. Über ein neues Modell des Strahlungsbilanzmessers nach Schulze. Berichte des DWD 16 (126).
- Deacon, E.L., 1970. The derivation of Swinbanks' long-wave radiation formula. Q. J. Roy. Met. Soc. 96, 313-319.

- Dietz, A.G.H., 1954. Space heating with solar energy.
Diathermanous materials and properties of surfaces.
Ed. R.W. Hamilton, MIT.
- Dittes, W., Goettling, D., 1978. Prüfung der thermischen
Leistung von Solarkollektoren. Kälte- u. Klima- Ingenieur 4,
137-142.
- Duffie, J.A., Beckman, W.A., 1976. Sonnenenergie. Thermische
Prozesse. Pfriemer Verlg., München.
- Dyer, A.J., 1967. The turbulent transport of heat and water
vapour in an unstable atmosphere. Q. J. Roy. Met. Soc. 93,
501-508.
- Dyer, A.J., 1974. A review of flux profile relationships.
Boundary Layer Met. 7, 363-372.
- Dyer, A.J., Hicks, B.B., 1970. Flux gradient relationships
in the constant flux layer. Q. J. Roy. Met. Soc. 96, 715-721.
- Ellison, T.H., 1957. Turbulent transport of heat and
momentum from an infinite rough plane. J. Fluid Mechanics 2,
456-466.
- Elsasser, W.M., 1942. Heat transfer by infrared radiation in
the atmosphere. Harvard Meteorological Studies 6 ,
Harvard University Printing Office, Cambridge.
- Entwurf DIN 4757, Teil 3, 1979. Sonnenheizungsanlagen.
- Fritschen, L., 1965. Accuracy of evapotranspiration
determinations by the Bowen ratio method. I. A. S. H.
Bulletin 10, 38-48.
- Fuchs, M., Tanner, C.B., 1970. Error analysis of Bowen
ratios measured by differential psychrometry.
Agr. Met. 7, 329-334.

- Geiger, R., 1961. Das Klima der bodennahen Luftschicht.
Die Wissenschaft 78, Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig.
- Geiß, H. Polster, G., 1978. Klimawerte der meteorologischen
Station der KFA Jülich. ZST Bericht 0286.
- Grüter, J.W., Kruck, K.P., Labus, H., 1978. MADAS a micro-
prozessor aided data acquisition system. Jül. Spez. 15,
ISSN 0343-7639, 131.
- Häckel, H., 1967. Der Energiehaushalt der Erdoberfläche
auf der Alp Chukhung. Diplomarbeit für Meteorologie
der Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Häckel, H., Häckl, K. , Kraus, H., 1970. Tagesgänge des
Energiehaushaltes der Erdoberfläche auf der Alp Chukhung
im Gebiet des Mount Everest. Universitätsverlag Wagner,
Insbruck - München, Khumbu Himalaya, 2, 71-134.
- Hayes, D., 1977. Rays of Hope. The transition to a
post-petroleum world. A worldwatch institute book.
W.W. Norton & Company Inc., New York, 160.
- Heizmann, H., 1978. Private Mitteilungen. Süddeutsche
Metallwerke GmbH.
- Hill, J.E., Kusuda, T., 1974. Method of testing for rating
solar collectors based on thermal performance. NBSIR 74-635.
- Hill, J.E., Kusuda, T., 1977. Methods of testing to determine
the thermal performance of solar collectors.
ASHRAE STANDARD 93-77. Ashrae 345, East 47th Street,
New York 10017.
- Hodgkinson, K.C., 1974. Influence of partial defoliation
on photosynthesis, photorespiration, and transpiration
by lucerne leaves of different ages. Aust. J. Plant.
Phys. 1, 561-578.

- Höller, H., 1977. Turbulente Vertikaltransporte von Impuls, Wärme und Wasserdampf in der planetarischen Grenzschicht. Studienarbeit am Inst. für Geophys. und Met. der Universität zu Köln.
- Hottel, H.C., Whillier, A., 1958. Evaluation of flat-plate solar collector performance. Transactions of the conference on the use of solar energy 2, Part I, 74-101.
- Idso, S.B., 1972. Systematic deviations of clear sky atmospheric thermal radiation from prediction of empirical formulae. Q. J. Roy. Met. Soc. 98, 399-401.
- Idso, S.B., Jackson, R.D., 1969. Thermal radiation from the atmosphere. J. Geophys. Research 23, 5397-5403.
- Klug, W., 1963. Zum vertikalen Windprofil. Beiträge zur Physik der Atmosphäre 36, 226-253.
- Klug, W., 1967. Determination of turbulent fluxes of heat and momentum from wind profile. Q. J. Roy. Met. Soc. 93, 101-104.
- Klug, W., 1968. Wind- und Temperaturprofil in der Prandtl-Schicht. Zusammenstellung für das 2. SPAAZ Seminar in Berlin.
- Kondratyev, K.Ya., 1969. Radiation in the atmosphere. Academic Press, New York, London, 411-452.
- Kraus, H., 1958. Untersuchungen über den nächtlichen Energietransport und Energiehaushalt in der bodennahen Luftschicht bei Bildung von Strahlungsnebeln. Berichte des DWD 7 (48).
- Kraus, H., 1963. Der Tagesgang des Energiehaushaltes der bodennahen Luftschicht. Arch. Geophys. Biokl. Serie B, 12, 491-515.

- Kraus, H., 1966. Wie entsteht der Tagesgang der Lufttemperatur.
Zeitschrift für Met. 17, 339-342, Berlin.
- Kraus, H., 1970. Die Energieumsätze in der bodennahen
Atmosphäre. Berichte des DWD 16 (117).
- Kraus, H., 1972. Zur Definition der bodennahen Schicht.
Beiträge zur Physik d. Atmos. 45, 185-195.
- Labs, D., Neckel, H., 1962. Die absolute Strahlungsintensität
der Sonnenmitte im Spektralbereich $4010 \overset{\circ}{\text{\AA}} \leq \lambda \leq 6569 \overset{\circ}{\text{\AA}}$.
Zeitschrift f. Astrophys. 55, 269-289.
- Labs, D., Neckel, H., 1963. Die absolute Strahlungsintensität
der Mitte der Sonnenscheibe im Spektralbereich
 $6389 \overset{\circ}{\text{\AA}} \leq \lambda \leq 12480 \overset{\circ}{\text{\AA}}$. Zeitschrift f. Astrophys. 57, 283-287.
- Labs, D., Neckel, H., 1967. Die absolute Strahlungsintensität
der Mitte der Sonnenscheibe im Spektralbereich
 $3288 \overset{\circ}{\text{\AA}} \leq \lambda \leq 12480 \overset{\circ}{\text{\AA}}$. Zeitschrift f. Astrophys. 65, 133-155.
- Labs, D., Neckel, N., 1968. The radiation of the solar
photosphere from $2000 \overset{\circ}{\text{\AA}}$ to 100μ . Zeitschrift f. Astrophys. 69,
1-73.
- Loenquist, O., 1954. Theoretical verification of the
logarithmic formula for the relative net radiation to
a cloudless sky. Arkiv. Geophysik. 2, 151-159.
- Lumley, J.L., Panofsky, H.A., 1964. The structure of
atmospheric turbulence. New York.
- Mangon, M.H., 1880. New results on the utilisation of
solar heat at Paris. Comptes Rendus 91, 388.
- Meliß, M., Stein, H.J., 1978. Die Bedeutung der Sonnenenergie
für die zukünftige Energieversorgung der Bundesrepublik
Deutschland. Jahresbericht der KFA.

- Moll, J.H.W., 1923. A thermopile for measuring radiation.
Proc. Phys. Soc. 35, 257-260.
- Monin, A.S., Obuchov, A.M., 1958. Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre. Sammelband d. statistischen Theorie der Turbulenz, Berlin, 199-226.
- Munn, R.E., 1966. Descriptive micrometeorology. Academic Press, New York, London.
- Paltridge, G.W., 1970. Day-time long-wave radiation from the sky. Q. J. Roy. Met. Soc. 96, 645-653.
- Pasquill, F., 1967. Turbulence and mixing in the atmosphere. Proc. 1st Canadian Conference on micromet. I, II.
Department of Transport Met. Branch, Toronto-Ontario 379-387.
- Pohl, P., 1978. Messungen des Wirkungsgrades von thermischen Flachkollektoren. Ing. Arbeit an der Fachhochschule Aachen, Abt. Jülich, Fachbereich Physik. Technik.
- Ramsey, J.W., Borzoni, J.T., Holland, T.H., 1975. Development of flat-plate solar collectors for the heating and cooling of buildings. Honeywell Inc. Minneapolis.
Distributed by NTIS.
- Raschke, E., 1978. Terminology and units of radiation quantities and measurements. IAMAP. Radiation Commission, Boulder Colorado.
- Robinson, N., 1966. Solar radiation. Elsevier Publishing Company, Amsterdam, London, New York.
- Robitzsch, G.D., 1926. Strahlungsstudien: Ergebnisse.
Lindenberg, Preußisches Aero. Obs., Arbeiten 15, 194.

- Schmetz, J., 1977. Bewölkung und Strahlungshaushalt -
Untersuchung des Zusammenhanges anhand von Messungen
während des Fladengrund-Experimentes (FLEX) 1975/76.
Diplomarbeit am Inst. f. Geophys. und Met. der Universität
zu Köln.
- Schroer, R., 1977. Vergleich zweier Testmethoden zur Bestimmung
des Wirkungsgrades thermischer Flachkollektoren.
Ing. Arbeit an der Fachhochschule Aachen, Abt. Jülich
Fachbereich Phys. Technik.
- Schulze, R., 1962. Über die Verwendung von Polyäthylen
für Strahlungsmessungen. Arch. Geophys. Biokl., Serie B, 11.
- Sellers, W.D., 1965. Physical climatology. University of
Chicago Press, Chicago, London.
- Sinclair, T.R., Allen, L.H.Jr., Lemon, E.R., 1975.
An analysis of errors in the calculation of energy
flux densities above vegetation by a Bowen ratio profile
method. Boundary Layer Met. 8, 129-139.
- Sverdrup, H.U., 1936. The eddy conductivity over a smooth snow
field. Geophys. Publikasjoner 11 (7).
- Swinbank, W.C., 1963. Long wave radiation from clear skies.
Q. J. Roy. Met. Soc. 89, 339-348.
- Swinbank, W.C., 1964. The exponential wind profile.
Q. J. Roy. Met. Soc. 90, 119-135.
- Swinbank, W.C., 1968. A comparison between predictions
of dimensional analysis for the constant flux layer.
Q. J. Roy. Met. Soc. 94, 460-467.
- Tajchman, St., 1967. Energie und Wasserhaushalt verschiedener
Pflanzenbestände bei München. Wissenschaftliche Mitteilungen
d. Met. Inst. München, 12.

- Tonak, R., 1970. Vergleich verschiedener Methoden zur Bestimmung des Bodenwärmestromes. Diplomarbeit f. Met. d. Ludwig-Maximilians-Universität, München.
- Topographische Karte 1:25000, Normalausgabe mit Waldflächen, 5004 Jülich, Landesvermessungsamt NRW, 12. Auflage 1977.
- Viswanadham, Y.R.R., 1970. Estimation of long wave radiation by empirical method. Pageophys. 81, 272-278.
- Webb, E.K., 1970. Profile relationships: the log-lin range, and extension to strong stability. Q. J. Roy. Met. Soc. 96, 67-90.
- Yaglom, A.M., 1977. Comments on wind and temperature flux-profile relationships. Boundary Layer Met. 11, 89-102.